www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

18e JAARGANG No. 1, blz. 1-36 JANUARI 1956

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN EMISSIE-ELEKTRONENMICROSCOOP VOOR ONDERZOEK BIJ HOGE TEMPERATUREN

G. BAAS en G. W. RATHENAU *). 537.533.35:621.385.833:620.186

In de korte tijd van zijn bestaan heeft de elektronenmicroscoop reeds onschatbare diensten aan vele takken van wetenschap bewezen. Het belang van dit hulpmiddel van onderzoek kan worden afgemeten aan het grote aantal types elektronenmicroscopen dat in de laatste jaren is ontwikkeld. Een zijlijn van deze ontwikkeling is de constructie van een emissiemicroscoop, waarmee in het Philipslaboratorium is getracht dit hulpmiddel dienstbaar te maken aan bepaalde metaalkundige onderzoekingen waarvoor de normale „doorstralingsmicroscoop" zich niet leent.

De emissie-elektronenmicroscoop neemt in de geschiedenis van de elektronenmicroscopie een bijzondere plaats in. De eerste elektronenmicroscopen immers behoorden tot deze categorie: het waren elektronenlenzen die een zelfstralend object, bestaande uit een elektronen emitterend metaaloppervlak, afbeeldden. Wonderlijk genoeg echter is de emissie-elektronenmicroscoop daarna slechts door weinig onderzoekers praktisch toegepast. In het Philipslaboratorium te Eindhoven werden omtrent 1935 door Burgers en Ploos van Amstel onderzoekingen met zulk een toestel aan nikkel-ijzer, ijzer, zirconium, enz. verricht [1]). Hoewel de vergroting en het scheidend vermogen van hun microscoop klein waren, konden zij belangrijke inlichtingen verkrijgen over transformaties in metalen bij hoge temperaturen. Later zijn door Mecklenburg en Kinder [2]) emissiemicroscopen voor sterkere vergrotingen ontwikkeld, echter is daar, voor zover wij weten, geen systematisch onderzoek mee gedaan, en de ontwikkeling van dit soort microscopen heeft lange tijd gestagneerd.

Dat de constructeurs van elektronenoptische toestellen na de beginperiode van de elektronenmicroscopie de emissiemicroscoop hebben verwaarloosd, kan wellicht aan twee oorzaken worden toegeschreven:

1) Uit theoretische onderzoekingen van Recknagel en anderen [3]) [4]) werd het duidelijk dat het scheidend vermogen van een technisch uitvoerbare emissiemicroscoop ver ten achter moest staan bij dat van een „doorstralingsmicroscoop".
2) De doorstralingsmicroscoop bood talloze toepassingsmogelijkheden, o.a. op medisch en biologisch gebied, terwijl deze gebieden voor de emissiemicroscoop vrijwel ontoegankelijk schijnen.

Op het eerstgenoemde punt zullen wij straks nader ingaan. Wat het tweede punt betreft: men begint sinds enige tijd meer aandacht te schenken aan het feit dat er gebieden van onderzoek zijn waarvoor de emissiemicroscoop juist bij uitstek geschikt is [5]). Met name geldt dit voor het reeds genoemde onderzoek van materialen bij hoge temperaturen. Men kan aldus in een polykristallijn metaal, bestaande uit korrels van gelijke of verschil-

*) Hoogleraar aan de Universiteit van Amsterdam; voordien verbonden aan het Philipslaboratorium te Eindhoven.

[1]) W. G. Burgers en J. J. A. Ploos van Amstel, Philips techn. T. **1**, 313-318, 321-325, 1936; Physica **4**, 5-14, 15-22, 1937 en **5**, 305-312, 313-319, 1938; Nature **141**, 330-331, 1938.

[2]) E. Kinder, Naturwiss. **30**, 591-592, 1942.
W. Mecklenburg, Z. Physik **120**, 21-30, 1942/43.

[3]) A. Recknagel, Z. Physik **117**, 689-708, 1940/41.

[4]) A. Recknagel, Z. Physik **120**, 331-362, 1942/43.
Een goed overzicht van het werk van Recknagel en anderen op het gebied van de emissie-elektronenmicroscoop vindt men bij H. Mahl, Die elektronenmikroskopische Untersuchung von Oberflächen, Ergebn. exakt. Naturw. **21**, 262-312, 1945.

[5]) Zie ook: M. Gauzit en A. Septier, Bull. microsc. Appl. **1**, 109, 1951. R. D. Heidenreich, J. appl. Phys. **26**, 757-766, 879-889, 1955 (no. 6 en 7).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lende chemische samenstelling, structuren waarnemen die bij kamertemperatuur niet stabiel zijn. Men kan ook direct de korrelgroei en de overgang van een metaal in een andere faze gadeslaan — een fascinerend schouwspel, dat onvergetelijk zal zijn voor ieder die er eens getuige van is geweest.

Toen na de oorlog de metaalfysica een grote vlucht nam en in de techniek, door de ontwikkeling van nieuwe motoren, de materialen voor hoge temperaturen meer en meer betekenis kregen, werden bij Philips plannen opgevat een emissie-elektronenmicroscoop voor geregeld laboratoriumgebruik te ontwikkelen. Een directe aanleiding hiertoe bood het onderzoek aan materialen bestand tegen hoge temperatuur, ten behoeve van de Philips heteluchtmotor. De microscoop waarvan de

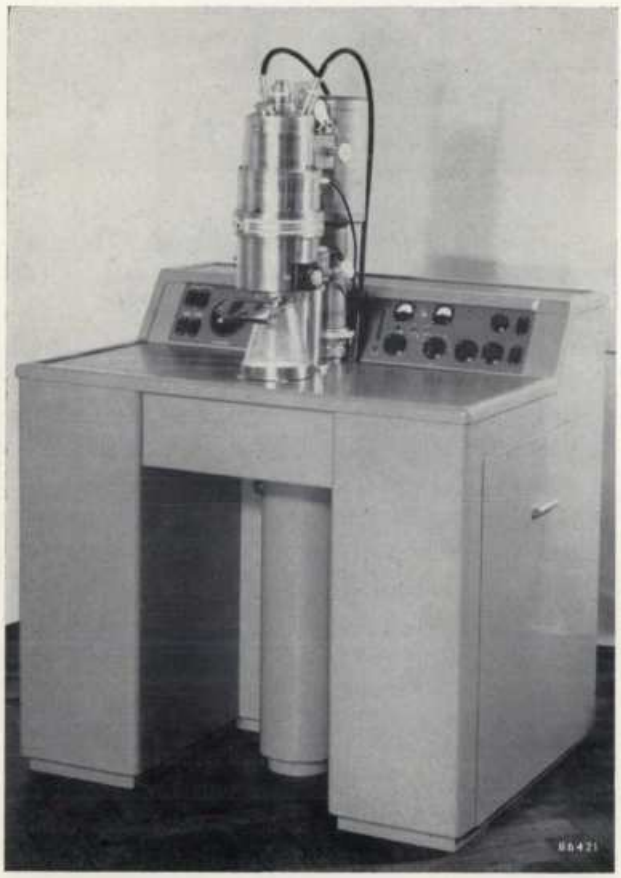


Fig. 1. De door Philips ontwikkelde emissie-elektronenmicroscoop.

ontwikkeling toen ter hand werd genomen, zal in zijn tegenwoordige vorm (zie *fig. 1*) in dit artikel worden beschreven. Bij de ontwikkeling werd gestreefd naar een vergroting en scheidend vermogen, beter dan van de lichtmicroscoop. Als uitgangspunt werd gekozen een emissiemicroscoop die op aanwijzingen van Le Poole in 1947 in het Philipslaboratorium te Eindhoven was geconstrueerd voor het onderzoek van oxydekatodes, terwijl verder ruim gebruik werd gemaakt van de ervaring, in dit laboratorium verzameld bij de ontwikkeling van doorstralingsmicroscopen. In vele details toont de thans te beschrijven elektronenmicroscoop dan ook grote gelijkenis met de onlangs beschreven doorstralingsmicroscoop EM 75 kV [6]).

De elektronenoptische afbeelding in de emissiemicroscoop

Bij doorstralings-elektronenmicroscopen, zoals die reeds herhaaldelijk in dit tijdschrift zijn beschreven, „verlicht" men het te onderzoeken object met een bundel vooraf tot grote energie versnelde elektronen. De elektronen, die, na het passeren van het object, de informatie dragen en tot een beeld moeten worden gefocusseerd, hebben tijdens dit gehele proces een vrijwel constante energie. Bij de emissiemicroscoop is dit anders. De informatie wordt hier gedragen door elektronen die het af te beelden object, dat de katode vormt, met zeer geringe snelheid hebben verlaten, en de focussering tot een beeld moet hier met een versnelling van de elektronen gepaard gaan. De emissiemicroscoop bevat derhalve steeds als eerste (en eventueel enige) elektronenlens een elektrostatische „immersielens": een versnelling van de elektronen wordt verkregen doordat het object zelf zich in een, bij de elektronenlens behorend, elektrisch veld bevindt. De „brekingsindex" in de ruimte waarin de elektronengolven zich voortplanten, is derhalve ter plaatse van het object groter dan 1. Dit is ook het kenmerk van de bekende immersie-objectieven in de lichtmicroscopie.

Een direct gevolg van de geringe uittreesnelheid der elektronen is, dat elektronen die de katode onder een grote hoek met de optische as verlaten, nog voldoende door het veld worden afgebogen om aan de afbeelding te kunnen deelnemen — wederom een belangrijk verschil ten opzichte van de doorstralingsmicroscoop, waarbij de van het object uitgaande elektronenbanen slechts uiterst kleine hoeken met de optische as maken.

Deze verschilpunten zijn oorzaak dat reeds op theoretische gronden met de emissiemicroscoop niet hetzelfde grote scheidend vermogen kan worden bereikt als met de doorstralingsmicroscoop. Praktische beperkingen maken, zoals wij zullen zien, de zaak voor de emissiemicroscoop in verhouding nog ongunstiger.

Een uitvoerige geometrisch-optische beschouwing van Recknagel [3]) heeft aangetoond dat in eerste

[6]) A. C. van Dorsten en J. B. Le Poole, De EM 75 kV, een elektronenmicroscoop van vereenvoudigde constructie, Philips techn. T. **17**, 42-54, 1955 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

benadering het scheidend vermogen van de emissiemicroscoop wordt gegeven door

$$r = \frac{\varepsilon}{E}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin is E de elektrische veldsterkte ter plaatse van het katodeoppervlak, en ε (in elektronvolt) de waarschijnlijkste energie der uit de katode tredende elektronen, waarvan aangenomen is dat zij een snelheidsverdeling volgens Maxwell bezitten.

Verg. (1) leert dat het voor een groot scheidend vermogen gewenst is de veldsterkte E zo groot mogelijk, de uittree-energie ε zo klein mogelijk te maken. Dit is fysisch ook heel goed begrijpelijk. De afbeeldingsfouten (sferische aberratie en chromatische fout) die het scheidend vermogen beperken, zijn kleiner naarmate de elektronen dichter bij de as blijven, en hiervoor is zowel een grote veldsterkte E als een kleine beginenergie ε bevorderlijk.

Voor praktische gevallen wordt de veldsterkte E ter plaatse van de katode beperkt door het gevaar van doorslag, waarover we nog uitvoeriger komen te spreken. Bij de hieronder te beschrijven microscoop kan de veldsterkte b.v. 100 kV/cm (nauwkeuriger: tussen ca. 50 en 150 kV/cm) bedragen. De gemiddelde uittree-energie ε hangt van de katodetemperatuur af. Bij een temperatuur van 1000 °C, zoals bij de hier beoogde onderzoekingen voorkomt, wordt $\varepsilon \approx 0{,}1$ eV, zodat men volgens verg. (1) voor deze microscoop een begrenzing van het scheidend vermogen tot ongeveer 100 Å zal kunnen verwachten.

Recknagel heeft ook een golfmechanische beschouwing van de elektronenbeweging in de emissiemicroscoop gegeven [4]), waaruit hij kon afleiden in hoeverre het verantwoord is het scheidend vermogen volgens de geometrisch-optische formule (1) te berekenen. Dit blijkt geoorloofd te zijn zolang een grootheid $\varkappa_0$, die in hoofdzaak de verhouding van ε/E tot de golflengte der elektronen aan de katode voorstelt, groot is ten opzichte van 1 (l.c., blz. 352). In ons geval vinden wij, naar gelang van de temperatuur van het preparaat en de aangelegde hoogspanning, voor $\varkappa_0$ waarden tussen ca. 10 en 2,5, zodat wij nog wel met verg. (1) kunnen werken.

Een belangrijke overweging voor de uitvoering van onze microscoop was, dat in de praktijk van het onderzoek het scheidend vermogen nog in sterke mate verder wordt beperkt door de onvolmaaktheid van de geobserveerde oppervlakken. *Fig. 2* moge dit toelichten. Waar het oppervlak een zekere ruwheid vertoont — en die treedt bij verhitting altijd op, de zg. temperatuuretsing —, doen zich plaatselijke deformaties van het elektrische veld voor, die als extralensjes werken en de scherpte van de afbeelding op de betrokken plaats kunnen bederven. Ten gevolge van dit effect kan men er niet op rekenen, details kleiner dan van de orde van 1000 Å in het beeld te kunnen onderscheiden. Voor de meeste metaalkundige onderzoekingen zal men hiermee al heel tevreden zijn: zulk een scheidend vermogen is reeds enige malen beter dan wat men met de lichtmicroscoop bereikt. De genoemde praktische beperking van het scheidend vermogen leidt echter tot de conclusie dat men de elektrostatische immersielens zonder bezwaar nog kan aanvullen met andere, eventueel met sterkere beeldfouten behepte, lenzen, indien dit voor de constructie nuttig of gemakkelijk blijkt te zijn. Inderdaad is bij de door Philips ontwikkelde emissiemicroscoop hiervan gebruik gemaakt. Deze bevat twee magnetische lenzen, waardoor met groot gemak een flinke totale vergroting (niet te verwarren met scheidend vermogen) kon worden verkregen, nl. maximaal 3000×.

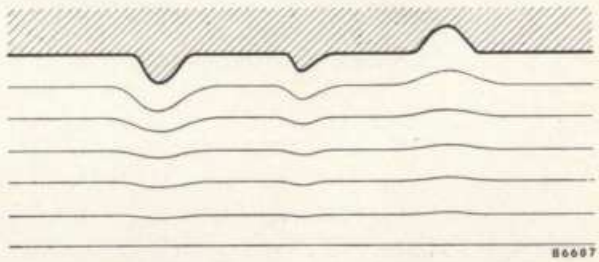


Fig. 2. Equipotentiaalvlakken (schematisch) van het elektrische veld dat de door een preparaat geëmitteerde elektronen moet versnellen en dat als elektrostatische lens fungeert. Verhoginkjes en putjes in het preparaatoppervlak veroorzaken plaatselijke deformaties van het veld. Hierdoor wordt het scheidend vermogen van de emissiemicroscoop beperkt.

De eerste magnetische lens werkt, zoals we nog zullen zien, in een ongunstige bekrachtigingstoestand en is de eigenlijke beperkende factor voor het scheidend vermogen van de microscoop. Dit bedraagt thans ca. 1000 Å.

Het „contrast" in het beeld

De informatie die de metaalkundige uit het elektronenmicroscopische beeld van zijn objecten wenst te verkrijgen, betreft in het algemeen, zoals reeds werd aangestipt, de korrelstructuur en de wijzigingen daarvan die bij variatie van de temperatuur optreden. Om deze structuur zichtbaar te maken, is het niet alleen noodzakelijk dat het metaaloppervlak voldoende elektronen emitteert, maar ook dat de verschillende korrels zich door een voldoend groot verschil in sterkte der emissie van elkaar aftekenen. Normaal zijn zulke grote verschillen niet aanwezig. Weliswaar kan men reeds bij het eenvoudige verhitten van een homogene legering — indien deze voldoende elektronen emitteert — allerlei lijnen in het elektronenmicroscopische beeld

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te zien krijgen, die zich als korrelgrenzen voordoen (*fig. 3*); dit zijn echter gewoonlijk grenzen die in het verleden ter plaatse aanwezig waren en op het ogenblik van het onderzoek niet meer bestaan. Een be-

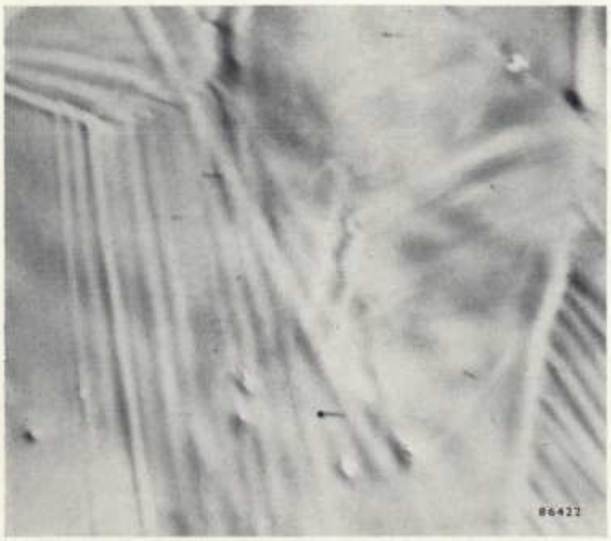


Fig. 3. Opname van een homogene legering, met goede thermische emissie. De in dit geval in groot aantal aanwezige lijnen, die men voor korrelgrenzen zou kunnen verslijten, zijn slechts groeven in het oppervlak op plaatsen waar vroeger korrelgrenzen aanwezig waren.

kende en ook in onze microscoop toegepaste kunstgreep voor het teweegbrengen van een „contrast" tussen de korrels, waarbij tegelijk een goede emissie in praktisch belangrijke temperatuurgebieden kan worden verkregen, is de volgende. Op het waar te nemen oppervlak wordt een zeer dunne laag van een geschikt metaal (activator) opgedampt, dat de uittree-arbeid voor de elektronen verlaagt. Afhankelijk van zijn oriëntatie adsorbeert elk aan het oppervlak gelegen roostervlak meer of minder van de activator. Daar het aantal uittredende elektronen vrijwel uitsluitend door de hoeveelheid der activatoratomen wordt bepaald, geven nu verschillend georiënteerde korrels van een homogeen materiaal een verschillende stroomdichtheid van de geëmitteerde elektronen. Het oppervlak wordt door het aanbrengen van de activatoratomen als het ware in verschillende helderheidstinten geschilderd. De grote migratiesnelheid van de geadsorbeerde activatoratomen over het oppervlak maakt het tevens mogelijk, veranderingen in de kristalstructuur continu te volgen.

Dank zij het gebruik van activatoren met een zeer lage uittreepotentiaal (alkali- en aardalkalimetalen) krijgt men ook bij niet al te hoge temperaturen reeds een behoorlijke emissie: bij activering met barium bestrijkt men het gebied van 900 tot 1200 °C, met cesium komt men nog lager, nl. van 500 tot 740 °C.

De genoemde activatoren zijn buitengewoon reactief. Allerlei elementen moeten derhalve zorgvuldig uit de nabijheid van het waar te nemen object worden geweerd. Dit brengt mee dat aan het vacuüm van een emissiemicroscoop veel strengere eisen worden gesteld dan aan dat van een doorstralingsmicroscoop. Door de reactiviteit van de activatoren zal deze methode van contrastvergroting natuurlijk ook niet op alle metalen kunnen worden toegepast. Sterk zwavelhoudende metalen b.v. zal men bij hoge temperaturen niet gemakkelijk op deze wijze kunnen onderzoeken, daar de zwavel met de activator zou reageren.

Het katodegedeelte van de emissie-elektronenmicroscoop zal van dat van een doorstralingsmicroscoop niet alleen verschillen door de elektronenoptische situatie en door de voorzieningen voor de beschreven methode van contrastvergroting, maar ook nog door de eis dat de katode gedurende de waarnemingen over betrekkelijk grote afstanden verplaatsbaar moet zijn. Evenals in de doorstralingsmicroscoop zal men hier immers het object door een verplaatsing, loodrecht op de optische as, willen afzoeken naar

Fig. 4. Microscoopbuis van de emissiemicroscoop (links) en vacuümbuis met koeler (rechts). Het onderstuk van de in het midden zichtbare buis, dat bij de EM 75 kV de aansluiting op de hoogvacuümpomp herbergde, dient thans in hoofdzaak slechts voor de mechanische bevestiging van de microscoopbuis op de lessenaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

interessante details. Deze verplaatsing vereist hier een geheel afwijkende constructie, daar het object, d.i. de katode, zich op hoogspanning bevindt.

Uitvoering van de emissiemicroscoop

De verticaal opgestelde microscoopbuis met een gedeelte van het vacuümsysteem is te zien in *fig. 4*. In *fig. 5* is een doorsnede over de microscoopbuis afgebeeld. Er werd reeds vermeld dat de constructie zo veel mogelijk is overgenomen van de doorstralingsmicroscoop EM 75 kV. De voor de emissiemicroscoop specifieke gedeelten zullen we hier nader bekijken.

Het katodegedeelte

De katoderuimte, boven aan de microscoopbuis, is omgeven door een geaarde stalen mantel. Deze mantel heeft ook de functie het te onderzoeken preparaat af te schermen tegen eventuele uitwendige storende magnetische velden. De geringe snelheid der elektronen ter plaatse van het preparaat, die typisch is voor de emissiemicroscoop, maakt zulk een afscherming nodig: de afbuiging van elektronen door een magnetisch veld, loodrecht op de bewegingsrichting, is omgekeerd evenredig met hun snelheid.

Het preparaat zelf, dat op een constante negatieve potentiaal ten bedrage van maximaal 45 kV tegen aarde wordt gebracht, bevindt zich in een metalen bus, die met een drietal glazen isolatoren aan het deksel van de katoderuimte is opgehangen (*fig. 6*). De bus vormt van onderen een vlakke elektrode, die als Wehnelt-cilinder kan worden beschouwd en die ter plaatse van het preparaat een kleine opening bevat waardoor de elektronen uittreden.

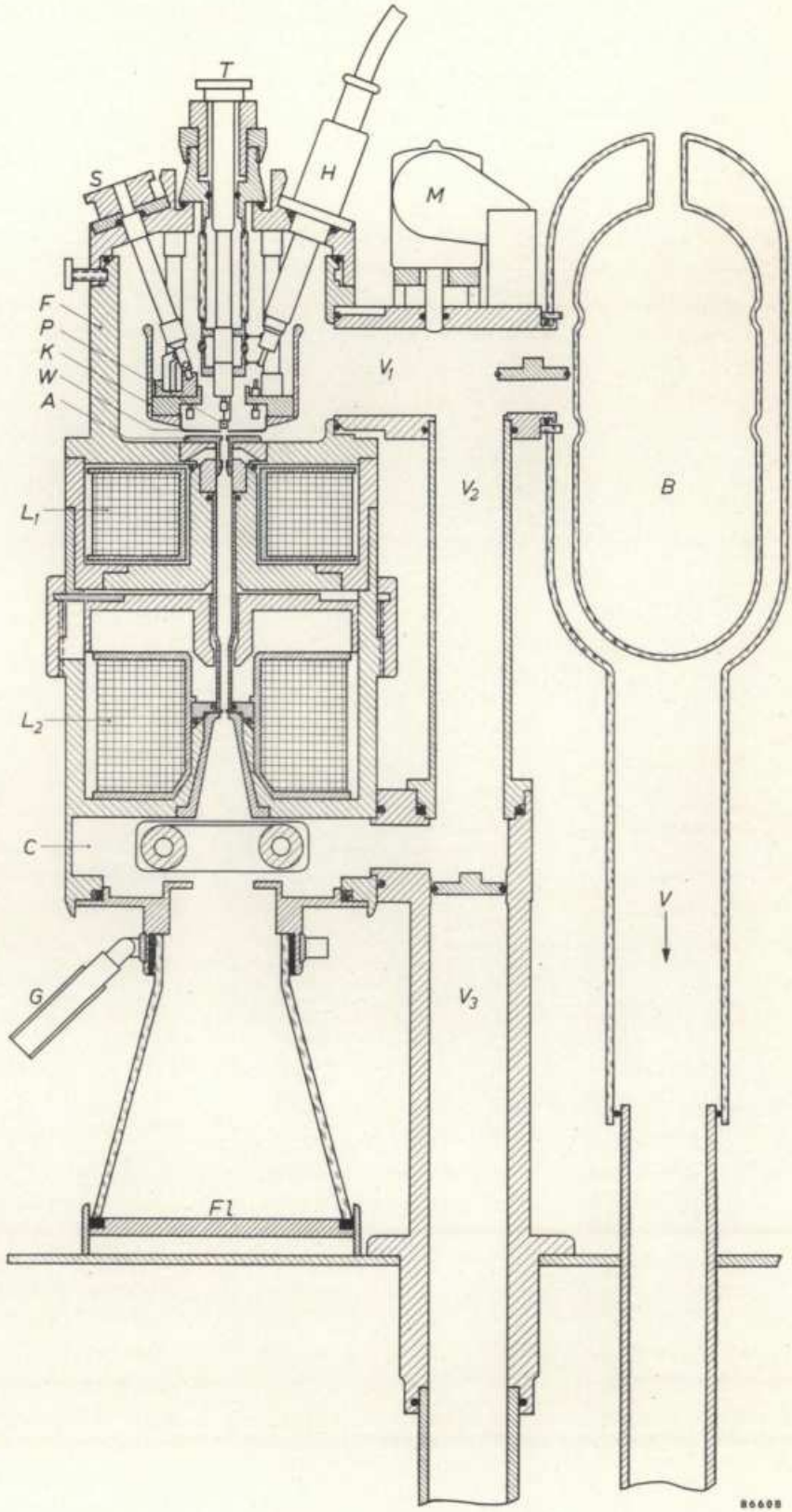


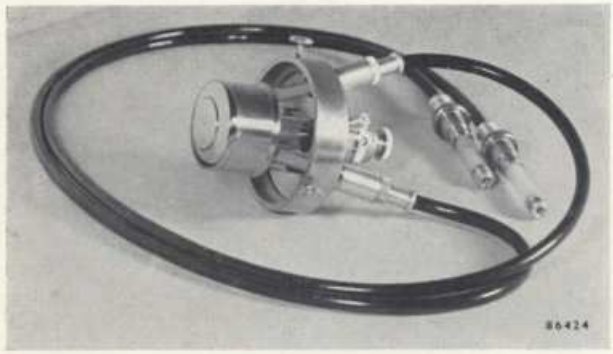
Fig. 5. Doorsnede van de microscoopbuis (vereenvoudigd). *K* katodebus, met preparaat *P* en „Wehnelt-cilinder" *W*, die door de hoogspanningskabel *H* op een negatieve spanning van maximaal 45 kV ten opzichte van aarde worden gebracht. *A* geaarde anode; *F* stalen mantel van katoderuimte; *T* preparaathouder; *S* schakelaar voor het in werking stellen van de activatoren; L_1 en L_2 magnetische elektronenlenzen; *C* cameraruimte; *Fl* fluorescentiescherm; *G* waarnemingsloupe; V_1 en V_2 vacuümbuizen voor katoderuimte en cameraruimte; *B* vloeibareluchtkoeler; *V* leiding naar de hoogvacuümpomp; *M* Penning-manometer.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De elektronen doorlopen vervolgens het veld tussen de Wehnelt-cilinder en de geaarde anode, die bevestigd is in de bovenste poolschoen van de eerste magnetische lens.

Voor het activeren van het oppervlak van het preparaat bevinden zich hieromheen, binnen de genoemde metalen bus, vier paar aansluitingen, op elk waarvan een verhittingsspiraal kan worden bevestigd. Voor activering met barium neemt men een tantaalspiraal bedekt met bariumberyllaat. Bij verhitting van de spiraal wordt het beryllaat gereduceerd en barium komt in dampvorm vrij. Voor



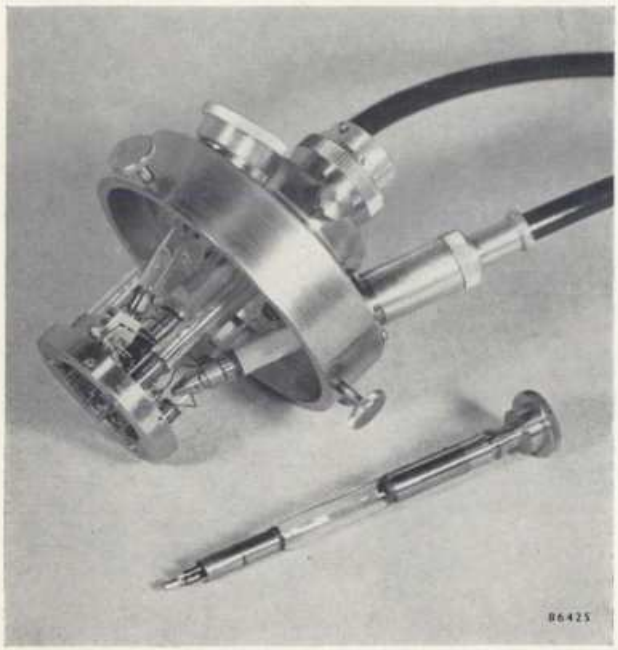


Fig. 6. *Boven:* Deksel van de katoderuimte, met de geïsoleerd hieraan opgehangen katodebus en de hoogspanningskabels (één voor het preparaat, één voor de activatoren). Men ziet de „Wehnelt-cilinder", met de opening waardoor de elektronen uittreden.
Onder: Katodegedeelte met verwijderde bus en met uitgetrokken preparaathouder (vooraan).

het activeren met cesium neemt men een mengsel van cesiumbichromaat en silicium, dat in een buisje door een gloeidraad wordt verhit. Natuurlijk kunnen ook andere activatoren, b.v. strontium, worden verdampt. De gloeistroom voor de verhittingsdraden, die door een afzonderlijke voor hoge spanning geïsoleerde gloeistroomtransformator wordt geleverd, wordt via een eigen hoogspanningskabel en -steker naar de katodebus gevoerd. Een schakelaar welke van buitenaf kan worden bediend, maakt het mogelijk, tijdens het functioneren van de buis de meest geschikte activator te kiezen naar gelang van het preparaat en het temperatuurgebied. Ook kan men, zodra een van de vier bronnen is uitgeput, tijdens het functioneren van de buis op een volgende bron overschakelen.

Bij gebruik van barium is het gewoonlijk voldoende het preparaat te activeren vóór men de eigenlijke waarnemingen gaat verrichten. Bij activeren met cesium blijkt het nodig te zijn de bron tijdens de waarnemingen in werking te houden, omdat het geadsorbeerde cesium weer snel van het preparaatoppervlak verdampt.

Het te onderzoeken preparaat geven wij de vorm van een bekertje, dat indirect kan worden verhit door een erin geplaatste, met alundum bedekte, dubbel gespiraliseerde gloeidraad. Deze draad is bifilair gewikkeld (evenals de spiralen voor de activering), zodat de gloeistroom geen storend magnetisch veld opwekt (zie boven). Nadat het oppervlak *O* onder aan het bekertje, waarvan het vergrote beeld moet worden ontworpen, zorgvuldig is gepolijst om het beschreven effect van oneffenheden zoveel mogelijk te beperken, wordt aan het bekertje een staafje gepuntlast (zie *fig.* 7). Hiermee wordt het op de preparaathouder gemonteerd, zodanig dat het oppervlak *O* nauwkeurig loodrecht op de optische as komt te staan. De houder zit geklemd (echter axiaal vrij verschuifbaar) in een glazen cilinder, die van buiten af met behulp van stelschroeven verplaatst kan worden loodrecht op zijn lengte-as. Voorts kan de preparaathouder, doordat hij geïsoleerd en vacuümdicht naar buiten is gevoerd, tijdens de waarnemingen willekeurig om zijn lengte-as worden gedraaid en ook iets in de asrichting worden verschoven. Daar de Wehnelt-cilinder met de uittree-opening bij al deze bewegingen op zijn plaats blijft, kan door de genoemde dwarsverplaatsing en draaiing een groot gedeelte van het objectoppervlak worden afgezocht. Deze methode van aftasten van het object, die alleen bij de emissiemicroscoop goed kan worden gerealiseerd, is in de praktijk veel aangenamer dan de traditionele verschuiving van het object in twee onderling loodrechte richtingen: voor het afzoeken van het gehele objectoppervlak (waarvan slechts een klein gedeelte op het scherm zichtbaar is) heeft men minder bewegingen nodig, en het terugvinden van een bepaald

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

objectgedeelte is aanzienlijk eenvoudiger. Door de verplaatsing van de preparaathouder in de asrichting kan de afstand van het objectoppervlak tot de Wehnelt-cilinder nauwkeurig worden geregeld,

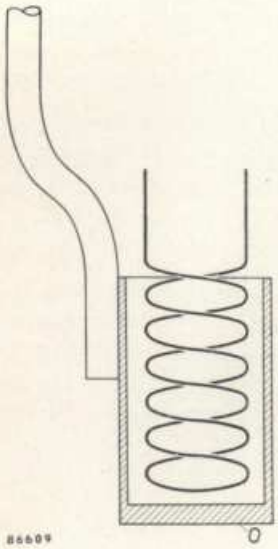


Fig. 7. Het te onderzoeken metaaloppervlak O vormt de onderkant van een bekertje, waarin een gloeispiraal voor de verhitting is geplaatst. Het bekertje wordt door middel van een aangelast staafje aan de preparaathouder bevestigd.

hetgeen voor de elektronenoptische afbeelding van belang is; zie hieronder. Wil men het preparaat door een ander vervangen, dan trekt men eenvoudig de preparaathouder geheel naar buiten.

Bij de eerstgenoemde manipulaties moet de toevoer van de hoogspanning en de verhittingsstroom aan het preparaat gehandhaafd blijven, bij het vervangen van het preparaat moet de toevoer tijdelijk worden verbroken. Hiertoe bevat de preparaathouder aan het einde twee van elkaar geïsoleerde busjes, die bij het insteken van de houder in de glazen cilinder contact maken met twee aan de cilinder bevestigde sleepveren. Deze veren zijn op hun beurt door een flexibele verbinding aangesloten op het einde van de hoogspanningskabel in de katoderuimte. Een en ander wordt door de in *fig. 8* weergegeven doorsnede verduidelijkt.

De temperatuur van het preparaat kan vrij nauwkeurig worden bepaald door thermo-elektrische of pyrometrische meting aan een „dummy", die op geheel dezelfde wijze wordt opgesteld en verhit, maar niet op hoge spanning gebracht.

De magnetische elektronenlenzen

De plaats die de objectieflens met de preparaattafel inneemt bij de doorstralingsmicroscoop, wordt bij de emissiemicroscoop ingenomen door de magnetische lens L_1 in fig. 5. Terwille van een beperking van de beeldfouten zou men zulk een lens het liefst met een bepaalde, niet zeer zwakke, bekrachtiging willen laten werken; zie het in [6]) aangehaalde artikel. Hiertoe zou, wegens de eis van een zo homogeen mogelijk elektrostatisch versnellingsveld [4]) en de daarvoor gewenste vorm van de anode, een nogal ongewone lensconstructie nodig zijn geweest, nl. met een zeer wijde boring en een zeer groot aantal ampèrewindingen. Om meer aan te sluiten bij reeds eerder voor de Philips elektronenmicroscopen toegepaste constructies, is toch een lens met relatief nauwe boring gemaakt, en er is alleen door een enigszins ongewone vormgeving van de bovenste poolschoen gezorgd dat de brandpuntsafstand niet al te lang, de bekrachtiging voor de normale instelling niet al te zwak behoeft te worden. Met de relatief grote beeldfouten van deze lens kon, om eerder vermelde redenen, in ons geval genoegen genomen worden.

Door een tweede magnetische lens (L_2 in fig. 5), die vrijwel identiek is met de projectorlens van de EM 75 kV, voert men de vergroting tot de gewenste waarde op en voorziet men tegelijk in de behoefte de vergroting op eenvoudige wijze te kunnen regelen: hiertoe wordt, zoals eerder beschreven [5]), de

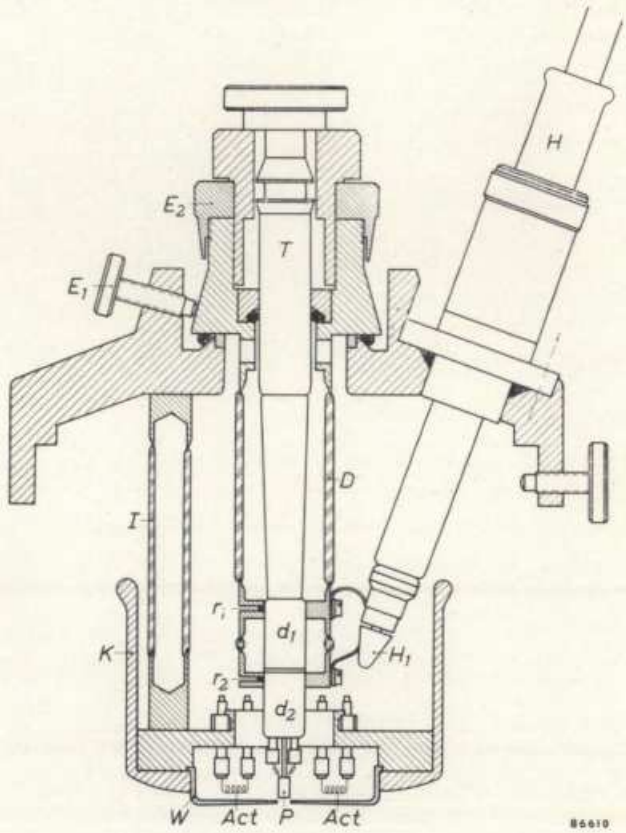


Fig. 8. Katodegedeelte (vereenvoudigd; de doorsneden van rechter- en linkerhelft liggen niet in hetzelfde meridiaanvlak). I glazen isolatoren; D glazen cilinder waarin de preparaathouder T met het preparaat P is geschoven. Door twee schroeven E_1 wordt de cilinder dwars op zijn lengte-as verschoven. Met de schroef E_2 verplaatst men de preparaathouder in axiale richting. De geïsoleerde busjes d_1 en d_2 en de sleepcontacten r_1, r_2 zorgen voor de verbinding van het preparaat met de hoogspanningssteker H_1. *Act* activatorgloeidraden, met afzonderlijke hoogspanningstoevoer voor de gloeistroom. Overige letters als in fig. 5.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

poolschoenafstand van deze projector met behulp van een de microscoopbuis omvattende kartelring gevarieerd. De vergroting van de lens kan zodoende continu van 20× tot 90× worden veranderd. (De bij de EM 75 kV toegepaste kunstgreep, waardoor het regelgebied tot een factor 9 werd vergroot, is hier niet van node.)

De totale vergroting bedraagt normaal 150× tot 750×, waartoe de eerste magnetische lens een factor 10 en de elektrostatische immersielens een factor ongeveer 1 bijdragen. Dit geldt als het preparaat geheel naar beneden is geschoven, zich dus zo dicht mogelijk bij de „Wehnelt-cilinder" bevindt. Vergroot men de afstand door omhoogtrekken van het preparaat (schroef E_2 in fig. 8), waarbij men tevens de eerste magnetische lens nog zwakker moet bekrachtigen, dan neemt de totale vergroting toe, tot in het uiterste geval 3000×, bij geheel onbekrachtigde eerste magnetische lens. Een en ander wordt toegelicht door *fig. 9*, waarin de beeldvorming voor verschillende situaties is geschetst.

De genoemde sterke vergroting van 3000× is soms nuttig voor visuele waarneming. Voor het fotograferen werkt men liever met de vergroting van 750×, met geheel naar beneden geschoven preparaat en met relatief sterke bekrachtiging van de eerste magnetische lens, omdat in deze situatie de veldsterkte aan de katode het grootst is (zie verg. 1). De korrel van de fotografische emulsie vormt daarbij nog geen beperking voor het scheidend vermogen, zodat men dit, door optische navergroting van het gefotografeerde beeld, ten volle kan benutten.

Evenals bij de EM 75 kV geschiedt het fotograferen met een 35 mm-camera, die zich in de vacuümruimte bevindt, direct onder de tweede magnetische lens. Op deze wijze kan men het verloop van een verschijnsel in ongeveer 40 opnamen vastleggen. Eventueel kan een verschijnsel echter ook worden gefilmd, met een 16 mm-cinécamera die men in de lessenaar monteert, onder het fluorescentiescherm aan het glazen uiteinde van de microscoopbuis. Men moet dan het normale fluorescentiescherm vervangen door een ander, waarop het beeld in doorzicht wordt waargenomen.

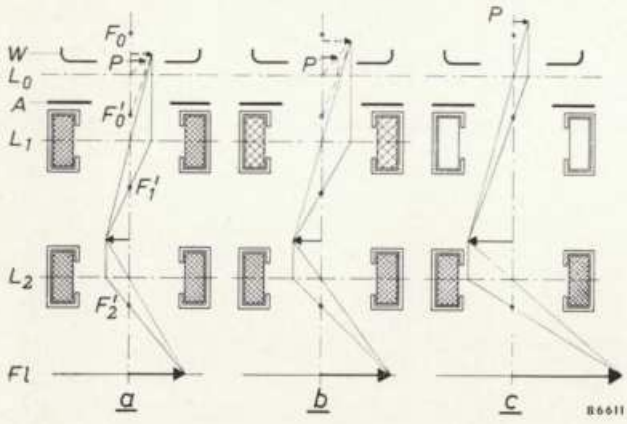


Fig. 9. Schematische voorstelling van de beeldvorming in de beschreven emissiemicroscoop, bij verschillende vergrotingen. (Van de beeld-draaiing door de magnetische lenzen is hier afgezien.)
a) Het preparaat *P* bevindt zich zo dicht mogelijk bij de Wehnelt-cilinder *W*. De elektrostatische lens levert een, iets vergroot, virtueel beeld, dat zich dus achter de katode bevindt.
b) Trekt men het preparaat iets terug, dan wijkt het virtuele beeld achteruit en wordt groter. De brandpuntsafstand van de eerste magnetische lens moet nu ook groter worden gemaakt, de lens wordt zwakker bekrachtigd.
c) Bij een bepaalde afstand tussen preparaat en Wehnelt-cilinder komt het virtuele beeld in het oneindige te liggen en slaat dan meteen om in een reëel beeld in het oneindige aan de andere zijde, dus vóór de katode. Dit beeld verplaatst zich uiterst snel naar de katode toe als men het preparaat nog iets terugtrekt, en komt dan al spoedig in het voorwerpsvlak van de tweede magnetische lens te liggen. De eerste magnetische lens blijft nu geheel onbekrachtigd.
Dank zij de grote scherptediepte van de elektronenmicroscoop, gevoegd bij de op zichzelf niet volledige stralenvereniging (beperkt scheidend vermogen), speelt de overgang van (*b*) naar (*c*) zich in de praktijk tamelijk continu af, wat wellicht enigszins verrassend aandoet.

Het vacuümsysteem

Uit de bovenstaande beschrijving, b.v. op het punt van de regeling van de vergroting, is het wellicht al duidelijk geworden dat de emissiemicroscoop ondanks veel uiterlijke overeenkomst, niet even eenvoudig in het gebruik is als de doorstralingsmicroscoop EM 75 kV. Dit ligt reeds in de aard van de uit te voeren onderzoekingen, waarbij het preparaat zelf een actieve rol in de microscoop te vervullen krijgt. Er is dan ook zonder aarzelen afstand gedaan van allerlei bij de EM 75 kV bereikte vereenvoudigingen, indien door een wat ingewikkelder opzet een betere werking van de emissiemicroscoop kon worden verkregen.

Dit is vooral duidelijk te zien in het vacuümsysteem. Daar bij de verhitting van het preparaat altijd de mogelijkheid van een plotselinge afgifte van gassen en daardoor van een elektrische doorslag bestaat, moest worden getracht, enerzijds de gassen zo snel mogelijk onschadelijk te maken, anderzijds de gevolgen van een eventuele doorslag zoveel mogelijk te beperken. Hiertoe is in de eerste plaats in de vacuümleiding vlak bij de katoderuimte een vloeibareluchtkoeler aangebracht (*B* in fig. 5), die de condenseerbare gassen vangt. Bovendien werd een kwikdiffusiepomp als hoogvacuümpomp gekozen. De EM 75 kV werkt met een oliediffusiepomp, o.a. omdat het daar als een nadeel van de kwikpomp moest worden beschouwd dat deze, wegens de relatief hoge kwikdampdruk, een vloeibareluchtkoeler nodig heeft om een voldoende hoog-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vacuüm te leveren. In ons geval, waar de koeler toch al aanwezig moest zijn, is juist de kwikpomp te verkiezen, aangezien men dan radicaal de vorming van olielaagjes in de katoderuimte en het neerslaan van grafiet uit oliedampresten bij een eventuele doorslag vermijdt. Als voorvacuümpomp dient een roterende oliepomp. Deze behoeft tijdens het functioneren van de microscoop niet continu te lopen, daar een voorvacuümketel is toegevoegd; de ketel kon nog in de, voor de EM 75 kV geconstrueerde, lessenaar worden ondergebracht. De kwikpomp kan tegen een voorvacuüm van enkele mm Hg op pompen. Een kwikschakelaar stelt de voorpomp automatisch in werking als de voorvacuümdruk boven de toegelaten waarde stijgt.

Het bleek wenselijk de preparaatruimte zo goed mogelijk te scheiden van de ruimte waarin zich de filmcamera bevindt. De films geven nl., hoewel wij ze vóór het gebruik in de microscoop enige uren op 50 °C in vacuüm ontgassen, nog in geringe mate stoffen af die de activator op het oppervlak van het preparaat binden en daardoor onwerkzaam maken. Binnen de microscoopbuis zijn de genoemde ruimten tamelijk wel gescheiden door de nauwe diafragma's van de beide magnetische lenzen. Buiten de microscoopbuis om is er een wijde verbinding door de twee vacuümbuizen die op de beide ruimten zijn aangesloten (V_1 en V_2 in fig. 5); het vertakkingspunt is echter zo dicht mogelijk bij de vloeibareluchtkoeler gelegd, zodat condenseerbare gassen uit de film bijna niet in de katoderuimte kunnen komen. Met een op deze plaats aangebrachte gevoelige Penning-manometer wordt tijdens het functioneren van de microscoop een druk tussen 10^{-5} en 10^{-6} mm Hg gemeten. (De vacuümbuis V_3 in fig. 5, die bij de EM 75 kV naar de hoogvacuümpomp voert, heeft hier in hoofdzaak alleen nog tot taak, de microscoopbuis met een robuuste eenpuntsophanging op de lessenaar te bevestigen. Tevens wordt de buis echter nog gebruikt voor het evacueren van de microscoopbuis tot de voorvacuümdruk.)

Om doorslag zoveel mogelijk te voorkomen, en ook weer om van een eventuele doorslag zo weinig mogelijk schade te ondervinden, hebben wij alle oppervlakken in de katoderuimte verchroomd en verschillende onderdelen, zoals de anode en de Wehnelt-cilinder, van niet-roestend staal gemaakt en zorgvuldig gepolijst. Men kan deze derhalve zeer goed reinigen en de onderdelen geven weinig gas af. De anode is uit één stuk gemaakt met het diafragma van de eerste magnetische lens, dat het meest blootstaat aan vervuiling door de verdampte activatoren; dit onderdeel kan men in zijn geheel gemakkelijk uit de bovenste poolschoen van de lens losschroeven en reinigen.

Stabilisatie van de hoogspanning

Het constant houden van de hoge versnellingsspanning, waaraan bij gebruik van magnetische elektronenlenzen altijd de nodige zorg moet worden besteed, is bij de emissiemicroscoop moeilijker dan bij de meeste doorstralingsmicroscopen. Immers, het onderzoeken van preparaten bij uiteenlopende temperaturen brengt mede dat de elektronenemissie, en dus de stroom door de microscoopbuis, in wijde grenzen moet kunnen variëren; de spanning op de buis mag hierdoor niet noemenswaardig worden beïnvloed.

De voor onze emissiemicroscoop uitgewerkte oplossing, die te danken is aan S. van der Meer van het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven, moge worden toegelicht aan de hand van het vereenvoudigde schema *fig. 10*. De uit het net gevoede hoogspanningsgenerator B levert een gelijkspanning

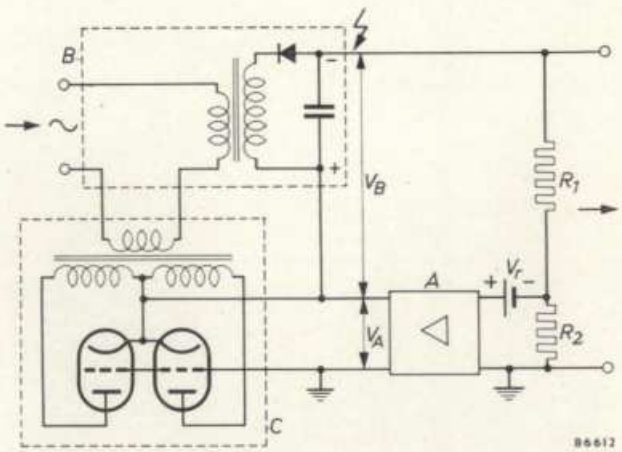


Fig. 10. Schema van de schakeling voor het constanthouden van de hoogspanning. B hoogspanningsgenerator, met uitgangsspanning V_B. Door de spanningsdeler R_1-R_2 wordt een gedeelte van de hoogspanning, nominaal gelijk aan de door een batterij geleverde vergelijkingsspanning V_r (enige tientallen volt), afgetakt, en het verschil van V_r en de afgetakte spanning wordt aan de gelijkspanningsversterker A toegevoerd. De uitgangsspanning V_A van A, waarvan de veranderingen het tegengestelde teken hebben als die van de ingangsspanning, staat in serie met V_B, zodat snelle variaties van V_B worden gecompenseerd door tegengestelde variaties van V_A. De onvermijdelijke (nl. voor de regeling noodzakelijke) resterende variaties van $V_B + V_A$ zijn zeer klein, mits men de versterker A een grote versterkingsfactor geeft.

De door V_A bestuurde regelbare impedantie C, die de ingangsspanning van de hoogspanningsgenerator beïnvloedt, zorgt ervoor dat de langzaam optredende, door belastingsvariaties en netspanningsveranderingen veroorzaakte, grote variaties van V_B worden weggeregeld.

van maximaal ca. 45 kV. De fluctuaties die in de uitgangsspanning V_B van B optreden ten gevolge van snelle netspanningsschommelingen en derg., worden vrijwel volledig gecompenseerd door de met V_B in serie geschakelde uitgangsspanning V_A van de gelijkspanningsversterker A. Het principe van deze regelschakeling is al herhaaldelijk in dit tijd-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schrift besproken [7]) en wordt heel kort in het onderschrift van fig. 10 gerecapituleerd. De regelschakeling is echter niet voldoende. Door de sterke belastingsvariaties van de generator en door netspanningsvariaties zou de spanning V_B zonder verdere maatregelen enkele kV kunnen variëren (bij overgang van nullast tot volle belasting 3 kV). Een zo grote compensatiespanning V_A kan de versterker A natuurlijk niet leveren. Daarom is aan de schakeling nog een andere regeling toegevoegd, in de vorm van de variabele impedantie C die in serie met de primaire zijde van de hoogspanningsgenerator B is geschakeld. Deze impedantie wordt door de spanning V_A bestuurd, en wel zodanig dat de variaties van de ingangsspanning van de hoogspanningsgenerator de variaties van V_B tegenwerken en de versterker A nooit overbelast kan worden. De regelaar C werkt enigszins traag, maar dit is geen bezwaar, daar de grote variaties, b.v. bij het opvoeren van de katodetemperatuur van de microscoop, altijd vrij langzaam verlopen. De snelle fluctuaties daarentegen zijn nooit zeer groot, zodat de regelaar A deze voor zijn rekening kan nemen.

De relatieve constantheid van de hoogspanning die met deze schakeling verkregen wordt, is beter dan 1 : 3000 gedurende een halve minuut. Dit is voor het beoogde doel voldoende.

Ook de bekrachtigingsstromen van de magnetische lenzen moeten worden gestabiliseerd. Hiervoor wordt een reeds eerder beschreven schakeling gebruikt [8]).

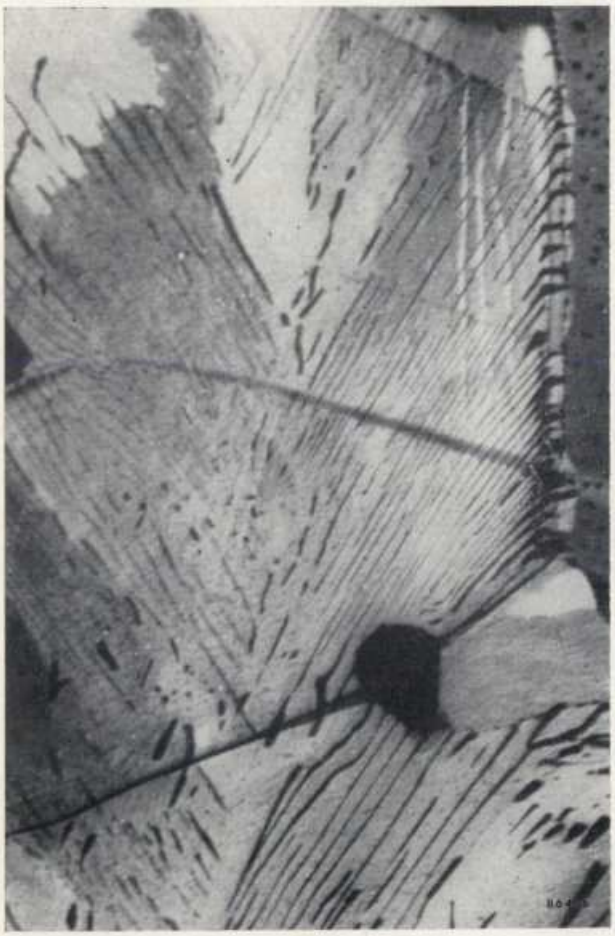


Fig. 11. Opname, gemaakt met de door Philips ontwikkelde elektronenmicroscoop, van een preparaat dat de overgang van een koolstofstaal uit de austeniet- in de perlietvorm te zien gaf. Vergroting ca. 2500 ×. Het scheidend vermogen is bij deze opname iets beter dan 1000 Å.

[7]) Zie A. C. van Dorsten, Philips techn. T. **10**, 137-143, 1948.

Over de onderzoekingen, die met de beschreven emissiemicroscoop tot dusverre zijn verricht, is op verschillende plaatsen, over een enkel geval ook in dit tijdschrift reeds verslag uitgebracht [9]). Alleen ter completering van dit artikel reproduceren wij in *fig. 11* een met de microscoop gemaakte foto, die een indruk geeft van de verkregen beeldkwaliteit.

De hulp van A. C. van Dorsten en zijn medewerkers A. Verhoeff, A. J. J. Franken en J. E. H. Jansz, allen van het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven, is een belangrijke steun geweest bij de ontwikkeling van het beschreven instrument.

[8]) Philips techn. T. **12**, 48, 1950.

[9]) G. W. Rathenau en G. Baas, Physica **17**, 117-128, 1951; Métaux **29**, 139-150, 1954 en Acta Met. **2**, 875-883, 1954; G. Baas, Demonstratie van de austeniet-perlietovergang met de emissie-electronenmicroscoop, Philips techn. T. **17**, 147-149, 1955 (no. 5).

Samenvatting. Beschrijving van een emissie-elektronenmicroscoop die een scheidend vermogen van ongeveer 1000 Å bezit en met een (regelbare) vergroting van maximaal 3000× werkt. Na een kort overzicht over de theoretische en praktische beperking van het scheidend vermogen door de elektronenoptische condities, wordt de aard van de te onderzoeken objecten nader besproken. Daar deze microscoop speciaal bestemd is voor het onderzoek van metalen bij hoge temperaturen, wordt gebruik gemaakt van thermische emissie. Op het object opgedampte activatoren, zoals barium of cesium, zorgen voor een voldoende emissie in praktisch belangrijke temperatuurgebieden en tegelijk voor een differentiatie in de helderheid waarmee verschillend georiënteerde korrels van een polykristallijn metaal worden afgebeeld („contrast"). De katodeconstructie van de microscoop voorziet in de mogelijkheid, tijdens het functioneren van de microscoop verschillende activatoren in werking te stellen, het objectoppervlak binnen wijde grenzen af te zoeken en door variatie van de eerste elektronenlens (een elektrostatische „immersielens") de vergroting te variëren. Het elektronenoptisch systeem bevat behalve de genoemde lens nog twee magnetische lenzen, waarvan de tweede vrijwel identiek is met de projectorlens van de doorstralings-elektronenmicroscoop EM 75 kV en eveneens een variatie van de vergroting toelaat. Ook in vele andere constructiedetails is de emissiemicroscoop volgens het voorbeeld van de EM 75 kV gebouwd. Belangrijke afwijkingen treden nog op in het vacuümsysteem en in het systeem voor stabilisatie van de versnellingsspanning (maximaal 45 kV). Aan beide worden voor een emissiemicroscoop veel zwaardere eisen gesteld dan voor een doorstralingsmicroscoop.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

BESTUDERING VAN WARMTEGELEIDINGSPROBLEMEN MET BEHULP VAN DE ELEKTROLYTISCHE TROG

door F. REINIGER *).

536.212:621.386.1.032.22:621.317.329

De elektrolytische trog, een bekend hulpmiddel bij de studie van elektrostatische velden, kan ook met succes worden toegepast bij het bestuderen van stationaire warmtegeleidingsproblemen. In dit artikel wordt beschreven hoe op deze wijze o.a. het thermische gedrag van een met olie gekoelde koperen röntgenanode met wolfraampastille is onderzocht.

Het is bekend dat het verloop van elektrische equipotentiaaloppervlakken tussen willekeurig gevormde elektrodes kan worden bepaald met behulp van de elektrolytische trog [1] [2] [3]). Dit is van groot praktisch nut gebleken voor elektrodensystemen van dusdanig ingewikkelde vorm dat directe berekening van het veld ondoenlijk is. *Fig. 1* laat schematisch een mogelijke uitvoeringsvorm zien. Een, van de oscillator *I* afkomstige, zuiver sinusvormige wisselspanning wordt gelegd aan de elektrodes E_0 en E_1 van de elektrolytische trog, en aan de hiermee parallelgeschakelde meetpotentiometer P_0P_1. In de elektrolyt is de sonde *S* gedompeld, en de plaats van het glijcontact op de potentiometer wordt zodanig geregeld dat de amplitude van de wisselspanning op dit contact gelijk is aan de wisselspanningsamplitude op de sonde.

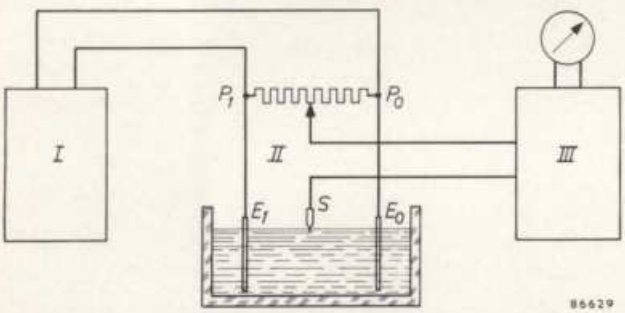


Fig. 1. Schema van een installatie voor het uitvoeren van potentiaalmetingen in een elektrolytische trog. *I* oscillator, *II* trog en potentiometer, *III* meetversterker met indicator.

Men verplaatst vervolgens, bij constante instelling van het glijcontact, de sonde zodanig langs het vloeistofoppervlak dat de spanning op de sonde gelijk blijft. De sonde beschrijft dan een equipotentiaallijn, welke b.v. door een mechanisch aan de sonde gekoppelde tekenstift op een naast de trog opgesteld tekenbord kan worden getekend. Uiteraard leent de methode zich het best voor de studie van tweedimensionale gevallen. Zij kan op eenvoudige wijze worden uitgebreid tot driedimensionale gevallen met spiegelsymmetrie. Het vloeistofoppervlak moet dan samenvallen met het symmetrievlak.

De mogelijkheid van de studie van een elektrostatisch veld met behulp van de trog berust op het feit dat er een volledige analogie bestaat tussen enerzijds de diëlektrische verplaatsing (vector **D**) in een elektrostatisch veld, en anderzijds de stroomdichtheid (vector **j**) in een geleidend medium. Voor de component in een willekeurige richting (l) van **D** en **j** gelden respectievelijk de vergelijkingen:

$$D_l = \varepsilon E_l = -\varepsilon \, \partial u/\partial l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

en

$$j_l = \gamma E_l = -\gamma \, \partial u/\partial l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierbij is $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ de diëlektrische constante van het medium, de vector **E** de veldsterkte, $u = U - U_0$ de spanning ten opzichte van een punt met potentiaal U_0 en γ het geleidingsvermogen van het medium.

Minder algemeen bekend is, dat het ook mogelijk is problemen van stationaire warmtestroming met behulp van de elektrolytische trog te onderzoeken [4]), op grond van de analogie tussen de uitdrukking (2) en de uitdrukking voor de warmtestroomdichtheid **q** (waarbij weer de component in de richting l wordt beschouwd):

$$q_l = \lambda \tau_l = -\lambda \, \partial\vartheta/\partial l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierin is λ de warmtegeleidingscoëfficiënt van het medium, $\vartheta = T - T_0$ het verschil tussen de plaatselijke temperatuur T en een gekozen vaste temperatuur T_0, en τ de temperatuurgradiënt $= -\partial\vartheta/\partial l$ (in de richting van snelste daling).

*) C. H. F. Müller Aktiengesellschaft, Hamburg. — Het in dit artikel beschreven onderzoek betreft voor een deel proeven die reeds omstreeks 1945 zijn uitgevoerd, doch nog niet gepubliceerd werden.

[1]) G. Hepp, Potentiaalmetingen met behulp van de electrolytische trog, Philips techn. T. **4**, 235-242, 1939.

[2]) F. Möller, Arch. techn. Messen, V 24-1, Juli 1947.

[3]) N. Warmoltz, De potentiaalverdeling bij de ontsteker van een relaisbuis met kwikkathode, Philips techn. T. **8**, 346-352, 1946.

[4]) J. Malavard en J. Miroux, Electrical analogies for heat transfer problems, Proc. 4th Int. Congr. Industr. Heating, Paris 1952; zie Eng. Digest **13**, 417-420, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Corresponderende grootheden in het elektrische stroomveld, het thermische stroomveld en het elektrostatische veld.

elektrisch		thermisch		elektrostatisch	
stroom I	[A]	stroom N	[W]	lading Q	[As]
stroomdichtheid j	[A/m²]	stroomdichtheid q	[W/m²]	verplaatsing D	[As/m²]
potentiaal U	[V]	temperatuur T	[°C]	potentiaal U	[V]
veldsterkte E	[V/m]	temp. gradiënt τ	[°C/m]	veldsterkte E	[V/m]
$U - U_0 = u$	[V]	$T - T_0 = \vartheta$	[°C]	$U - U_0 = u$	[V]
gel. vermogen γ	[(A/m²)/(V/m)]	gel. vermogen λ	[(W/m²)/(°C/m)]	diël. const. ε	[(As/m²)/(V/m)]
soort. weerstand ϱ	[(V/m)/(A/m²)]	—		—	
geleiding G	[A/V = Ω⁻¹]	geleiding L	[W/°C]	capaciteit C	[As/V]
weerstand R	[V/A = Ω]	weerstand R_w	[°C/W]	—	
—		overdrachtscoëfficiënt α	[W/m² °C]	—	

Ter verduidelijking van genoemde analogie en ter betere oriëntering in de hierna volgende beschouwingen over de aanpassing van het in de elektrolytische trog te onderzoeken model aan de werkelijkheid, zijn in *tabel I* de met elkaar corresponderende grootheden (en hun eenheden) naast elkaar weergegeven, en wel in de eerste kolom voor het elektrische stroomveld, in de tweede kolom voor het warmtestroomveld. Volledigheidshalve zijn in de derde kolom de corresponderende grootheden van het elektrostatische veld vermeld. De correspondentie volgt uit een beschouwing van de differentiaalvergelijkingen voor de drie gevallen, waarop in een aanhangsel van dit artikel nog iets nader wordt ingegaan.

Door ons werd de analogie toegepast voor het onderzoek van het thermische gedrag van de anode van een röntgentherapiebuis (type 71771/05, 200 kV, belasting 4 kW continu; zie fig. 8). Deze anode bestaat uit een koperen blok, waarin aan de voorzijde een wolfraampastille is aangebracht. Daar, in het focus, vindt de energietoevoer plaats. Aan de achterzijde wordt het blok met olie gekoeld en dus warmte afgevoerd.

Doel van het onderzoek was: de temperatuurverdeling in de anode te leren kennen, in afhankelijkheid van de dikte van het koperen blok, in het bijzonder de verdeling van de temperatuur over het oppervlak dat met de koelvloeistof in aanraking is. Doordat wolfraam de warmte slechter geleidt dan koper, zijn de afmetingen van de wolfraampastille van invloed op de temperatuurverdeling. Deze invloed alsook die van de afmetingen van het focus op de temperatuur van het focus werden eveneens onderzocht.

Realisering van het model

In het eenvoudigste geval bestaat de elektrolytische trog uit een bak, gevuld met een vloeistof, waarin b.v. twee elektrodes zijn gedompeld, die op constante potentialen $U = U_0$, $U = U_1$ worden gehouden. Aangezien $u = U - U_0$ overeenkomt met ϑ, betekent dit dat men de methode toepast op gevallen waarbij toevoer resp. afvoer van warmte plaats heeft aan oppervlakken van constante temperatuur; anders gezegd, waarbij als randvoorwaarde geldt $T = \text{const}$.

Bestaat het warmtegeleidend medium in het origineel uit verschillende materialen met verschillende warmtegeleiding (zie Aanhangsel, verg. (12)-(14), (16)-(17) en (21)-(23)), dan moeten met deze materialen in het model gebieden corresponderen met verschillend elektrisch geleidingsvermogen, dus verschillende elektrolyten. Op de grens tussen twee gebieden moet aan weerskanten de potentiaal dezelfde zijn, d.w.z. aan elkaar grenzende elektrolyten moeten gescheiden zijn door een wand, die zodanig is ingericht dat enerzijds loodrecht op het vlak van de wand het elektrisch geleidingsvermogen groot is en anderzijds langs de wand geen geleiding plaats vindt. In tweedimensionale gevallen maakt men b.v. gebruik van

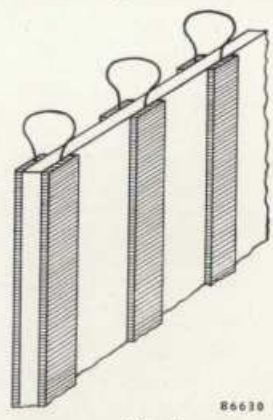


Fig. 2

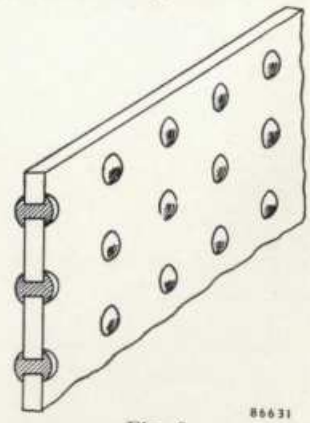


Fig. 3

Fig. 2. Realisering van een scheidingswand met plaatselijk elektrisch contact tussen twee elektrolytisch geleidende vloeistoffen (tweedimensionaal).
Fig. 3. Als fig. 2, uitvoering in een driedimensionaal geval.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een wand uit isolatiemateriaal voorzien van metalen ruiters [3] [5] (*fig. 2*). Ter plaatse van de ruiters is de potentiaal aan weerszijden van de wand dezelfde. Anderzijds vindt, omdat de ruiters van elkaar geïsoleerd zijn, geen geleiding langs de wand plaats. In andere gevallen gebruikt men een wand die doorboord is met een groot aantal „klinknagels", waarvan de koppen contact met de vloeistoffen aan weerszijden maken (*fig. 3*).

In ons geval is een andere methode toegepast om media met verschillend geleidingsvermogen te realiseren. Er werd gebruik gemaakt van het feit dat een spons uit niet geleidend materiaal, die gedrenkt is met een elektrolyt, minder geleidend is dan de elektrolytvloeistof zelf. De vermindering van het geleidingsvermogen (toeneming van de soortelijke weerstand), die het gevolg is van de toeneming van de stroomweg en de afneming van de stroomdoorsnede tussen twee punten, kan worden gemeten in het in *fig. 4* geschetste toestel,

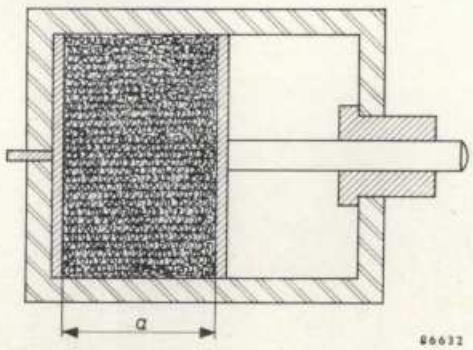


Fig. 4. Opstelling voor bepaling van de weerstand van een elektrolyt en van een met elektrolyt gedrenkte sponsachtige massa.

waarin de weerstand van de elektrolyt wordt bepaald, eerst zonder en daarna met de spons.

Het blijkt dat men de weerstand (dus ook de soortelijke weerstand) door een geschikte keuze van de porositeit gemakkelijk met een factor 2 tot 8 kan vergroten. Men beschikt tegenwoordig over talrijke poreuze materialen, zowel deformeerbare (rubberachtige) als ondeformeerbare, met uiteenlopende porositeit (poriënvolume/totaal volume). Deze materialen moeten voldoen aan de eis dat alle poriën met elkaar in verbinding staan en isotroop verdeeld zijn; d.w.z. de poriënkanalen mogen geen voorkeursrichting vertonen.

In het toestel van fig. 4 kon ook nog worden nagegaan hoe de weerstand verandert als de spons wordt gecomprimeerd, waardoor de porositeit verkleind wordt. Het resultaat van deze meting is in *fig. 5* weergegeven. Het blijkt dat men dan wel tot 50× de oorspronkelijke soortelijke weerstand kan krijgen. De compressie mag echter niet zo groot zijn dat de isotropie verloren gaat. Het is niet gemakkelijk in een model met gecomprimeerde sponsen te werken, zodat dit middel bij onze modelproeven niet werd toegepast.

Van belang is dat bij het vullen van de poriën daarin geen luchtbellen achterblijven, omdat deze een belemmering voor de stroom zouden vormen. Bij samendrukbare massa's kan men dit bereiken door de spons in ondergedompelde toestand herhaaldelijk samen te drukken. Ondeformeerbare poreuze materialen kan men onder vacuüm met vloeistof laten volzuigen; zij hebben het voordeel dat zij aan het model desgewenst een zekere stevigheid verlenen.

Een omstandigheid die bij de analogie tussen een warmtestroomveld en een elektrisch stroomveld bijzondere aandacht vereist, is de aanwezigheid van temperatuursprongen. In de praktijk treden zulke sprongen bij voorbeeld op bij de koeling van een metalen wand met behulp van een koelvloeistof. Tussen de te koelen wand en de koelvloeistof bevindt zich een slecht geleidende vloeistoflaag, welke aanleiding geeft tot een temperatuursprong $\vartheta_1 - \vartheta_2$. Ten gevolge daarvan is de warmtestroom ter plaatse

$$q = \alpha(\vartheta_1 - \vartheta_2). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Men noemt α de warmteoverdrachtscoëfficiënt. Het is gebruikelijk voor ϑ_2 te nemen de temperatuur van de intredende koelvloeistof. In de constante α is dan

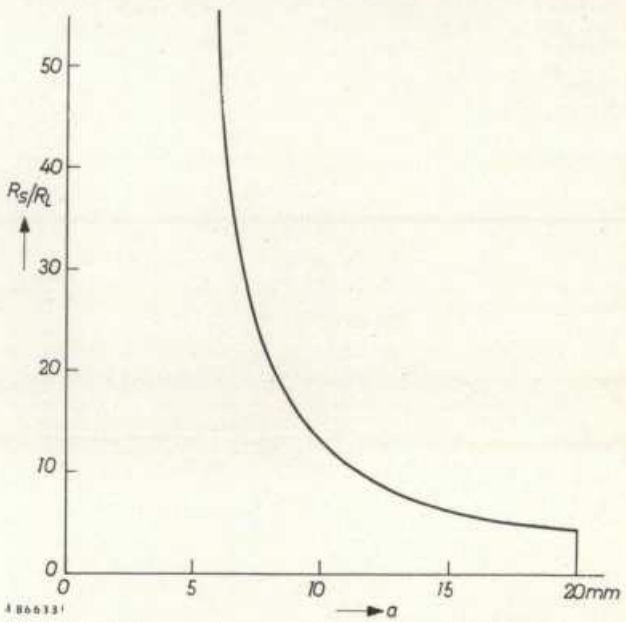


Fig. 5. Variatie van de weerstand van een met elektrolyt gedrenkte spons bij compressie. Uitgezet is de verkregen weerstandsvergroting ten opzichte van de weerstand van de elektrolyt, R_S/R_L, als functie van de lengte a in fig. 4. In ongecomprimeerde toestand (a = 20 mm) was $R_S/R_L \approx 4$.

[5] R. Stachowiack, Störungsfreie Trennwände für zusammengesetzte Elektrolytmodelle, E.T.Z. **62**, 441-443, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het warmtetransport binnen de koelvloeistof mede verdisconteerd.

In het model kan men een dergelijk slecht geleidend laagje nabootsen door een geperforeerde, niet-geleidende, plaat (*fig. 6*). Men zou deze plaat kunnen beschouwen als een anisotrope spons. Bevat de plaat per eenheid van oppervlakte n gaatjes met oppervlakte $A = \pi r^2$ (r = straal van de boring) en is δ de dikte van de plaat, dan is de stroomdichtheid:

$$j = (n\gamma A/\delta)(u_1 - u_2).$$

De grootheid α correspondeert met $n\gamma A/\delta$, men moet er dus voor zorgen dat $\alpha/\lambda = (n\gamma A/\delta) : \gamma = nA/\delta$.

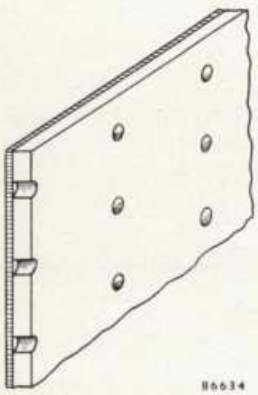


Fig. 6

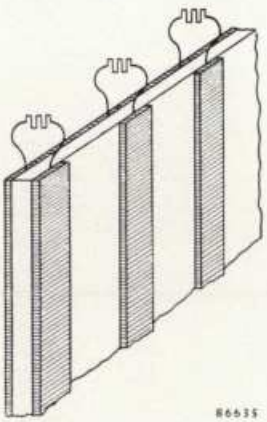


Fig. 7

Fig. 6. Realisering van een potentiaalsprong tussen de vloeistof en een elektrode door middel van een geperforeerde isolerende plaat die de elektrode bedekt (driedimensionaal).
Fig. 7. Realisering van een potentiaalsprong tussen de vloeistof en een elektrode door middel van een reeks weerstanden. Uitvoering in een tweedimensionaal geval.

Een andere methode om hetzelfde te realiseren, is dat men de plaat voorziet van een groot aantal van elkaar geïsoleerde metalen plaatjes of knopjes (in een tweedimensionaal geval kunnen dit weer strookjes zijn, zie *fig. 7*), die ieder via een buiten de elektrolyt opgestelde weerstand met de aangrenzende elektrode zijn verbonden. Hoewel deze werkwijze bij grote modellen vrij gecompliceerd is, aangezien de weerstanden telkens bij de elektrolyt moeten worden aangepast, heeft zij het voordeel dat men de waarde van α naar behoefte kan instellen en zelfs α plaatselijk een andere waarde kan geven. Hetzelfde is trouwens bij de doorboorde plaat te bereiken door de diameter van de boringen te variëren.

Daar α afhangt van de aard van de koelvloeistof en van de stromingstoestand, die weer mede bepaald wordt door de geometrie van de koelruimte, moet men bij ingewikkelde koelsystemen de waarde van α van te voren door afzonderlijke experimenten bepalen, onder condities die zoveel mogelijk die in het origineel nabij komen.

Op welke wijze men nu het model wil gebruiken, hangt onder meer af van de gegevens, dus b.v. van de gestelde randvoorwaarden. Zijn in het origineel de temperaturen aan de grensvlakken gegeven, dan stelt men dienovereenkomstig de potentialen in. Laten dit b.v. twee temperaturen zijn, T_1 en T_0 ($T_1 > T_0$), dan laat men hiermee de potentialen U_1 en U_0 corresponderen. Door bepaling van de equipotentiaallijnen (in het vlak waarin de sonde beweegt) verschaft men zich de gegevens om de temperatuur in ieder punt te leren kennen. Immers geldt:

$$\frac{T - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{U - U_0}{U_1 - U_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

of

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_1} = \frac{u}{u_1} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

In andere gevallen (zoals in het bovengenoemde van de röntgenanode, waarop wij straks nog uitvoeriger terugkomen) is van het origineel de totale warmtestroom bekend en wordt gevraagd het temperatuurverschil tussen twee punten (in casu het focus en de koelvloeistof). Voor dat geval is het nuttig het begrip warmteweerstand (temperatuurverschil/warmtestroom) in te voeren. Hiermee komt in het model een elektrische weerstand overeen. Daar in een bepaald punt x, y, z in het origineel b.v. voor de x-component van de warmtestroom geldt:

$$\Delta N_x = q_x \Delta y \Delta z = -\lambda \Delta y \Delta z \cdot \Delta\vartheta/\Delta x, \quad . \quad . \quad (7)$$

en in het overeenkomstige punt x', y', z' van het model:

$$\Delta I_{x'} = j_{x'} \Delta y' \Delta z' = -\gamma \Delta y' \Delta z' \cdot \Delta u/\Delta x', \quad . \quad (8)$$

heeft men

$$\frac{\Delta\vartheta}{\Delta N_x} = -\frac{\Delta x}{\lambda \Delta y \Delta z} \quad \text{en} \quad \frac{\Delta u}{\Delta I_{x'}} = -\frac{\Delta x'}{\gamma \Delta y' \Delta z'}$$

en dus

$$\frac{R_w}{R} = \frac{\text{warmteweerstand}}{\text{elektrische weerstand}} = \frac{\gamma}{\lambda}\frac{\Delta x}{\Delta x'} \cdot \frac{\Delta y' \Delta z'}{\Delta y \Delta z} = m\frac{\gamma}{\lambda},$$

waarin m de modelverhouding voorstelt:

$$m = \frac{\Delta x'}{\Delta x} = \frac{\Delta y'}{\Delta y} = \frac{\Delta z'}{\Delta z}.$$

Toepassing op de röntgenanode

Wij laten thans zien hoe de voorgaande beschouwingen in een bepaald geval in praktijk zijn gebracht. Als studieonderwerp fungeerde de anode van de reeds genoemde therapiebuis, die in *fig. 8* is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afgebeeld. De elektronen treffen het focus in het midden van de wolfraampastille *W* [6]). De ontwikkelde warmte wordt via de pastille en het daaraan grenzende koperen blok *Cu* afgevoerd en ten slotte opgenomen door de koelvloeistof *K*. Gevraagd

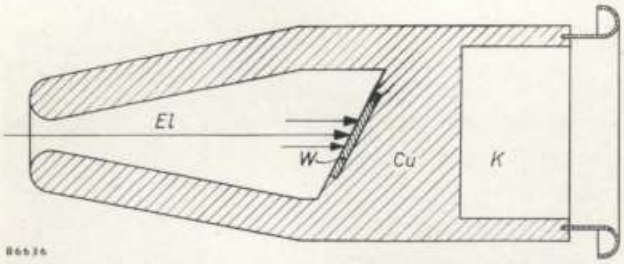


Fig. 8. Doorsnede van de anode van een röntgentherapiebuis met door olie gekoelde anode voor 200 kV spanning en een vermogen van 4 kW continu. *El* elektronenstraal, *W* wolfraampastille, *Cu* koperen lichaam van de anode, *K* turbulent stromende koelvloeistof.

is de temperatuurverdeling in afhankelijkheid van de constructie, in het bijzonder van de dikte *A* van de anode (afstand midden focus tot koeloppervlak) en de temperatuur van het focus bij gegeven toegevoerd vermogen.

Wegens de symmetrie ten opzichte van het vlak van tekening in fig. 8 kan in het model volstaan worden met de helft van de anode (zie *fig. 9a, b*). Van buiten is deze begrensd door een cilinderoppervlak. Daar men van het geringe warmteverlies door straling kan afzien, is het geoorloofd dit oppervlak in het model weer te geven door een isolerende wand. Hiervoor werd genomen een tot een halve cilinder gebogen plaat van doorzichtig plastisch materiaal („Plexiglas"). Deze halve cilinder werd aan weerszijden afgesloten met een wand van isolatiemateriaal, zodat een halfcilindrische bak ontstond, welke met elektrolyt werd gevuld. De uitfrezing van de anode, aan de zijde van de wolfraampastille, werd voorgesteld door een lichaam (afgeknotte halve cilinder) uit isolerend materiaal („Cellon"). Op het scheve eindvlak daarvan was aan de vloeistofzijde een gezandstraalde plaatijzeren elektrode aangebracht, die het focus moest voorstellen (het zandstralen heeft ten doel het oppervlak te reinigen en het contact metaal-vloeistof te bevorderen).

Men gaat hier dus uit van de onderstelling dat de temperatuur van het focus overal dezelfde waarde heeft. In werkelijkheid is dit niet het geval. De temperatuurverdeling in het focus hangt af van de verdeling van de dichtheid van de elektronenstroom. Bij constante stroomdichtheid zal de temperatuur in het midden van het focus hoger zijn dan aan de rand. Deze bijzonderheid is niet in het model weergegeven. Men kan zeggen dat de potentiaal van de elektrode overeenkomt met de gemiddelde focustemperatuur.

Het buitenoppervlak van de koelvloeistof werd weergegeven door een halfcilindrische elektrode, eveneens van gezandstraald plaatijzer. Deze elektrode was aan de vloeistofzijde geheel bedekt met een geperforeerde isolerende laag („Cellon"). Deze laag

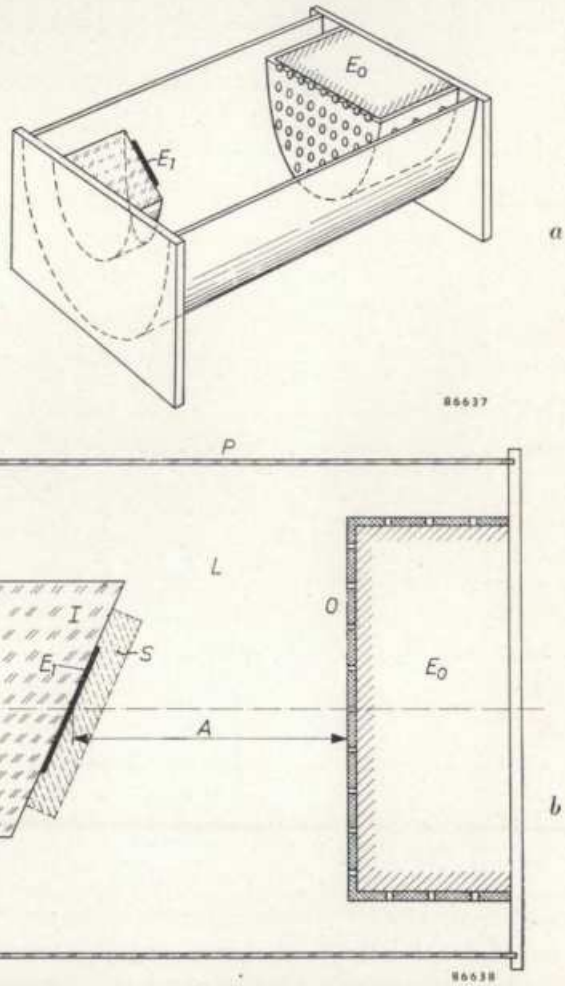


Fig. 9. Perspectivische voorstelling (*a*) en doorsnede (*b*) van het model van de anode van de röntgenbuis, voor onderzoek in de elektrolytische trog. *L* elektrolyt, die het warmtegeleidende koperen anodelichaam voorstelt. *P* halfcilindervormige isolerende buitenwand van de anode, *I* isolator („Cellon") die het vacuüm voorstelt waarin de elektronen zich naar het focus bewegen, E_0 en E_1 elektrodes die de koelvloeistof resp. het röntgenfocus voorstellen, *O* geperforeerde isolerende laag op E_0 ter nabootsing van de warmteovergangscoëfficiënt *a*, *S* spons die de wolfraampastille voorstelt. Er werden drie modellen met verschillende afstand *A* vervaardigd. (In werkelijkheid behoefden de ijzeren elektrode E_0 en de isolator *I* niet als massieve lichamen te worden uitgevoerd, doch slechts als dunne geleidende resp. niet-geleidende begrenzingswanden voor het vloeistoflichaam *L*.)

[6]) Zoals bekend is, kiest men het materiaal wolfraam wegens zijn grote rendement voor de productie van röntgenstralen (hoog atoomnummer) en wegens zijn hoge smeltpunt en geringe dampspanning bij hoge temperaturen. Men moet dan de betrekkelijk slechte warmtegeleiding van wolfraam op de koop toenemen, weshalve men het wolfraam de vorm geeft van een dun plaatje (pastille) dat ingebed is in een de warmte goed geleidend materiaal, dat een lager smeltpunt mag hebben (elektrolytisch koper).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

representeert de warmteoverdrachtscoëfficiënt. De in het model gebruikte waarde van nA/δ komt overeen met $a = 0{,}8$ W/cm² °C (bepaald uit vroegere experimenten betreffende koeling van koperoppervlakken met turbulent stromende olie).

In de eerste instantie werd gewerkt met een model op schaal 3 : 1 (modelverhouding $m = 3$), en wel in drie uitvoeringen, overeenkomend met een dikte A van de anode van resp. 35, 25 en 15 mm. Daar het hier vooral erom te doen was, de invloed van de dikte van de anode op de temperatuurverdeling aan de zijde van de koelvloeistof te leren kennen, was de wolfraampastille niet in dit model weergegeven. Het model beantwoordde dus aan een anode die geheel uit koper zou bestaan. De gemeten equipotentiaallijnen zijn in *fig. 10* voor de drie gevallen getekend. Als parameter is de potentiaal ten opzichte van de koelvloeistof aangegeven in procenten van het totale potentiaalverschil.

Zoals men ziet, is bij een dikte van 35 mm de achterwand van de anode nagenoeg een equipotentiaaloppervlak. In de andere gevallen varieert de temperatuur langs de achterwand vrij sterk, zodat de achterwand van de anode plaatselijk heter kan zijn dan toelaatbaar is ten einde ontleding (verkoling) van de koelvloeistof (olie) in het vloeistoflaagje aan het oppervlak van het koper te voorkomen.

De warmteweerstand van de anode kan als volgt uit de modelproeven worden afgeleid.

De elektrische weerstand R van het „halve" model bedroeg, bij een dikte $A = 35$ mm, 757 ohm. Voor een volledig model zou deze dus de helft bedragen, of 378 ohm. De soortelijke weerstand $\varrho = 1/\gamma$ van de elektrolytvloeistof was gemeten in een opstelling als in fig. 4. Deze bedroeg 22,5 Ωm en dus is $\gamma = 0{,}0445\ \Omega^{-1}\mathrm{m}^{-1}$. Het warmtegeleidingsvermogen λ van het koper is 370 (W/m²)/(°C/m). Men berekent nu

$$R_w = m\,R\,.\,\frac{\gamma}{\lambda} = 3 \times 378 \times \frac{0{,}0445\ ^\circ\mathrm{C}}{370\ \mathrm{W}} = 0{,}137\ \frac{^\circ\mathrm{C}}{\mathrm{W}}$$

en dus de warmtegeleiding $L = 1/R_w = 7{,}3$ W/°C.

Hieruit volgt dat bij een belasting van 4 kW het temperatuurverschil tussen koelvloeistof en focus bedraagt:

$$\vartheta_1 = 4000 \times 0{,}137\ ^\circ\mathrm{C} = 550\ ^\circ\mathrm{C}.$$

Bij een temperatuur van de koelvloeistof van 50 °C is dus de temperatuur T_1 van het focus ca. 600 °C.

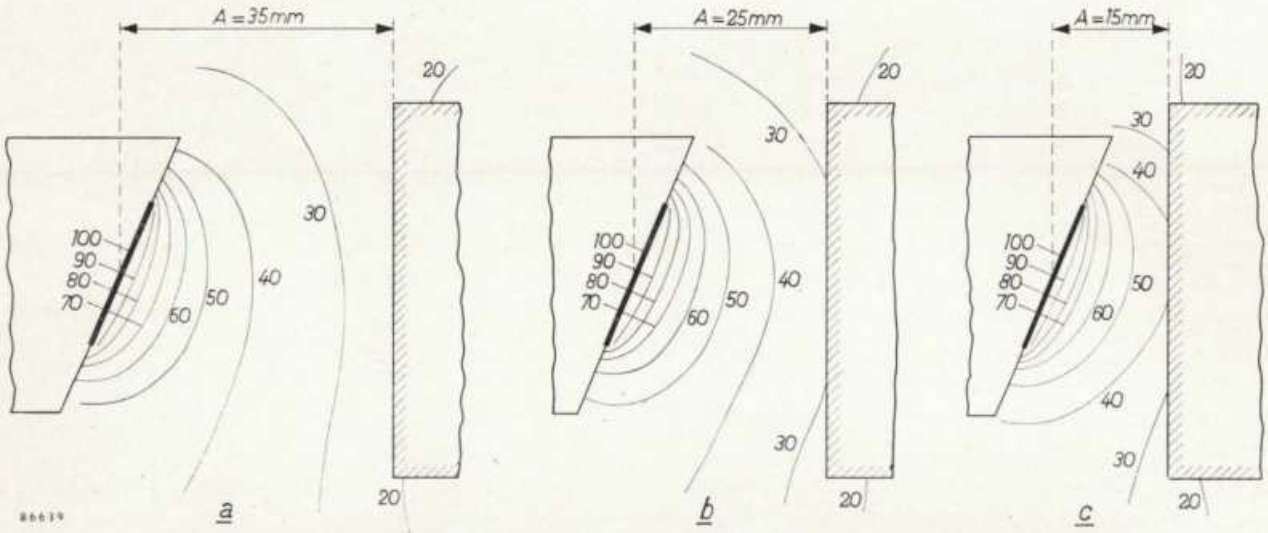


Fig. 10. Equipotentiaallijnen, gemeten in een model op schaal 3 : 1 van de koperen anode zonder wolfraampastille, voor drie waarden van de dikte van de anode: *a*) $A = 35$ mm, *b*) $A = 25$ mm, *c*) $A = 15$ mm.

De temperatuur van het koper aan het koeloppervlak kan men nu gemakkelijk afleiden uit de in fig. 10 aangegeven procentuele waarden. Bij $A = 35$ mm b.v. is de maximale potentiaalwaarde nabij het koeloppervlak ca. 0,25. De temperatuur van het koper bedraagt dan $50\ ^\circ\mathrm{C} + 0{,}25 \times 550\ ^\circ\mathrm{C} \approx 185\ ^\circ\mathrm{C}$ (temperatuursprong ca. 135 °C).

In een verder stadium werd gewerkt met een model op schaal 10 : 1 ($m = 10$). In dit model werd de wolfraampastille weergegeven door een platte rubberspons, waarvan de poriën met elektrolyt waren gevuld. De verhouding tussen de warmtegeleidingscoëfficiënten van wolfraam en koper bij de te verwachten temperaturen bedraagt ca. 3,7:

$$\lambda_{Cu} = 370\ (\mathrm{W/m^2})/(^\circ\mathrm{C/m}),$$

$$\lambda_W = 100\ (\mathrm{W/m^2})/(^\circ\mathrm{C/m}).$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Er was voor gezorgd dat het geleidingsvermogen van de elektrolytvloeistof door middel van de spons in dezelfde verhouding (ongeveer $^1/_4$) was verminderd. In dit model werd met verschillende vormen van het focus, d.w.z. van de elektrode E_1, gewerkt (rechthoekig en cirkelvormig).

In *fig. 11* zijn de equipotentiaallijnen getekend voor een anode van 25 mm dikte met en zonder wolfraampastille. Uit deze metingen kon de temperatuurverdeling langs de normaal op het focus worden afgeleid. Het resultaat is afgebeeld in *fig. 12*. Men ziet dat het temperatuurverloop in het koper bij aanwezigheid van de wolfraampastille vrijwel gelijk is aan dat bij afwezigheid van de pastille, en verder dat de pastille de temperatuur van het focus sterk doet toenemen. Duidelijk te zien is ook de temperatuursprong (in dit geval ca. 175 °C) tussen de achterwand van de anode en de koelvloeistof.

Ten slotte geeft *fig. 13* een résumé van de metingen aan diverse modellen met en zonder wolfraampastille en met verschillende dikten van de anode. In deze figuren is de warmtegeleiding L,

$$L = \frac{\text{toegevoerd vermogen}}{\text{temperatuurverschil focus-koelvloeistof}},$$

uitgezet als functie van de dikte A (in mm) voor verschillende afmetingen van het focus (in mm). Uiteraard is de geleiding met wolfraampastille belangrijk kleiner dan die zonder pastille (ongeveer de helft) en is de geleiding groter naarmate het toegevoerde vermogen over een grotere oppervlakte (groter focus) is verdeeld.

Uit de metingen blijkt dat de warmtegeleiding van het model bij verkleining van de dikte b.v. van

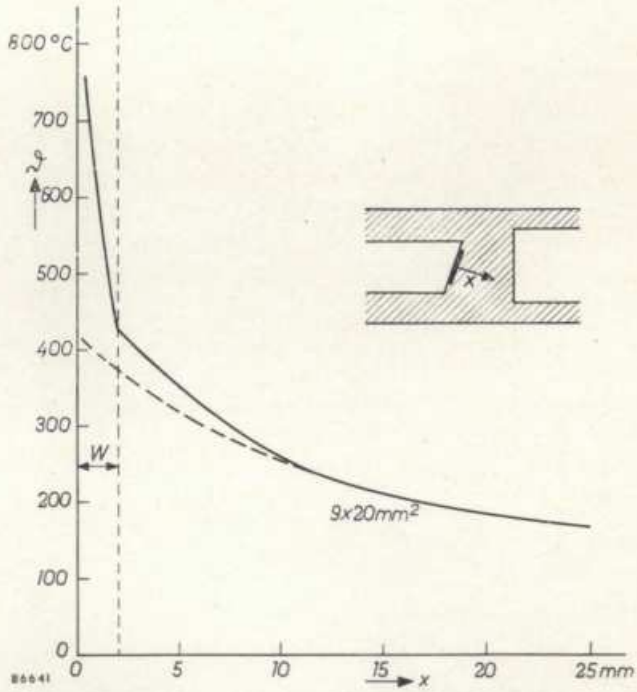


Fig. 12. Het uit de metingen van fig. 11 afgeleide temperatuurverloop langs de normaal in het middelpunt van het focus. Uitgezet is het temperatuurverschil ϑ ten opzichte van de koelvloeistof. Getrokken lijn: met wolfraampastille, stippellijn: zonder pastille.

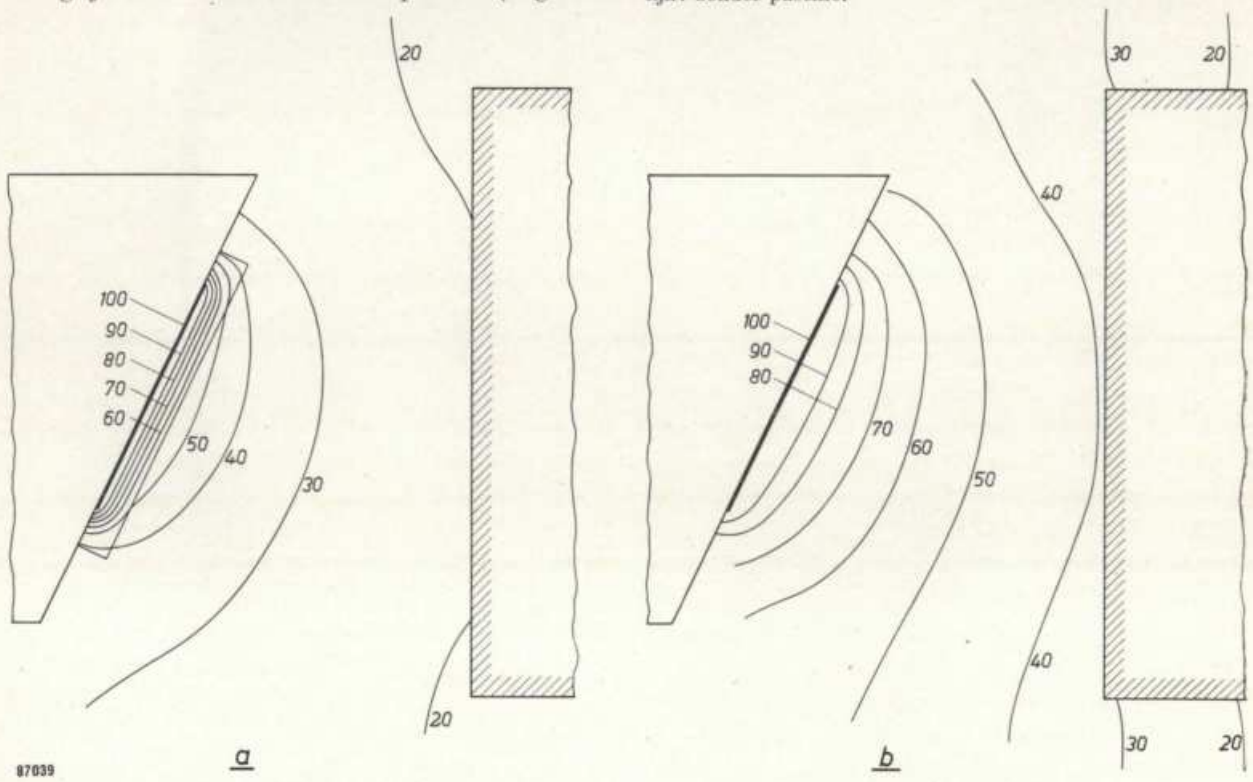


Fig. 11. Equipotentiaallijnen, gemeten in een model op schaal 10 : 1, *a*) met en *b*) zonder wolfraampastille, bij een dikte van de anode $A = 25$ mm. De focusafmetingen waren (evenals in fig. 10) 9×20 mm².

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$A = 25$ mm tot $A = 15$ mm maar weinig toeneemt. Daarentegen neemt de maximale temperatuur aan het met olie gekoelde oppervlak nog weer met ca. 10 % van het temperatuurverschil tussen focus en koelvloeistof toe, zoals uit fig. 10 blijkt. Men zal derhalve, terwille van de geringere kans op verkoling van de koelvloeistof bij een gelijkmatiger

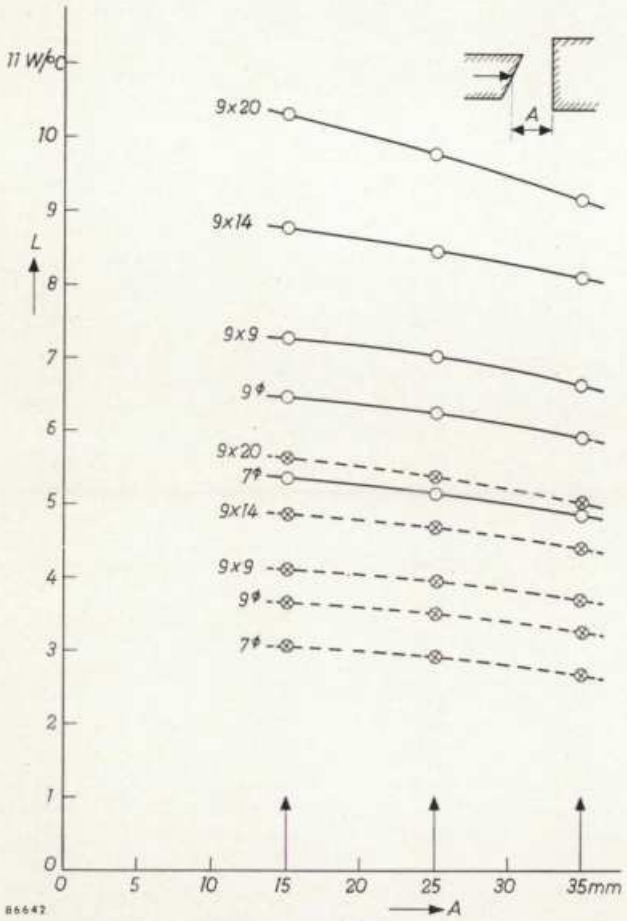


Fig. 13. Warmtegeleiding L (reciproke waarde van de warmteweerstand) als functie van de dikte A voor verschillende grootten van het focus (afmetingen in mm). Getrokken lijnen: zonder wolfraampastille, gestippeld: met pastille.

temperatuurverdeling van het gekoelde oppervlak, in de praktijk de voorkeur geven aan een dikkere anode en dan met een lagere waarde van L genoegen nemen.

Met behulp van modelproeven als beschreven in dit artikel kan het gedrag van een te construeren röntgenanode vrij nauwkeurig worden voorspeld. In het bijzonder kan de invloed van de focusoppervlakte, van de dikte van de anode en van de dikte van de wolfraampastille op de gemiddelde temperatuur van het focus uit de proeven worden afgeleid. De thermische verschijnselen in de anode worden door metingen in de elektrolytische trog duidelijk weergegeven. Deze metingen leveren een waardevolle aanvulling van theoretische berekeningen [7]) en overtreffen deze laatste in aanschouwelijkheid.

Aanhangsel: Wiskundige grondslag der gebruikte analogieën

In het elektrostatische veld geldt, bij afwezigheid van ruimteladingen, de vergelijking [8]):

$$\frac{\partial}{\partial x} D_x + \frac{\partial}{\partial y} D_y + \frac{\partial}{\partial z} D_z = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Is het medium isotroop en homogeen ($\varepsilon = \text{const.}$), dan mag men volgens (1), na deling door ε, in plaats van (9) schrijven:

$$\frac{\partial}{\partial x} E_x + \frac{\partial}{\partial y} E_y + \frac{\partial}{\partial z} E_z = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

of

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Is het medium niet homogeen (ε afhankelijk van x, y en z), dan is de overgang van (9) naar (10) niet geoorloofd. Is de variatie van ε echter sprongsgewijs, zodat ε aan weerszijden van een zeker grensvlak de constante waarden ε_1 resp. ε_2 heeft, dan geldt, als D_n de component loodrecht op het grensvlak voorstelt:

$$(D_n)_1 = (D_n)_2, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

$$\varepsilon_1 (E_n)_1 = \varepsilon_2 (E_n)_2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Voor de tangentiële component E_t geldt, omdat de potentiaal U aan weerszijden van het grensvlak dezelfde waarde moet aannemen:

$$(E_t)_1 = (E_t)_2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Voor de elektrische stroomdichtheid $\mathbf{j}$ in een geleidend medium geldt, analoog aan (9), de betrekking:

$$\frac{\partial}{\partial x} j_x + \frac{\partial}{\partial y} j_y + \frac{\partial}{\partial z} j_z = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

welke uitdrukt dat nergens ten gevolge van de stroom een ruimtelading ontstaat. Wegens (2) volgen hieruit, als het medium homogeen is ($\gamma = \text{const.}$), dezelfde vergelijkingen (10) en (11) als boven. De potentiaal voldoet dus aan dezelfde differentiaalvergelijking als in het elektrostatische geval.

Is γ een functie van x, y en z, dan is de overgang van (15) naar (10) niet geoorloofd. Springt γ aan een zeker grensvlak van de constante waarde γ_1 naar de constante waarde γ_2, dan geldt voor de normale component van $\mathbf{j}$:

$$(j_n)_1 = (j_n)_2, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

$$\gamma_1 (E_n)_1 = \gamma_2 (E_n)_2, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

terwijl, omdat langs het grensvlak wederom de potentiaal aan weerszijden gelijk moet zijn, de tangentiële component weer voldoet aan (14).

---

[7]) In dit verband zij b.v. gewezen op de dissertatie van W. J. Oosterkamp, The heat dissipation in the anode of an X-ray tube, Philips Res. Rep. **3**, 303-317, 1948. In deze publicatie is geen rekening gehouden met de temperatuursprong tussen het anodemetaal en de koelvloeistof, welke in ons onderzoek sterk op de voorgrond treedt.

[8]) Men kan deze afleiden uit de betrekking $\int D_n \, dA = Q$, welke geldt voor een gesloten oppervlak dat de lading Q omvat. Daarbij is D_n de component van $\mathbf{D}$ loodrecht op het oppervlakte-element dA. Omvat het oppervlak geen lading, dan is $Q = 0$. Past men voor dat geval de vergelijking toe op een blokje met zijden dx, dy en dz, dan volgt na enige herleiding verg. (9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uit het feit dat men in beide gevallen tot vergelijking (11) komt, volgt de analogie tussen het elektrostatische veld in een homogeen diëlektricum en het stroomveld in een homogene geleider, van welke analogie bij metingen in de elektrolytische trog gebruik wordt gemaakt. Bestaat het medium in het elektrostatische geval uit gebieden die ieder op zichzelf homogeen zijn maar waarvoor ε verschillende waarden ε_1, ε_2 enz. aanneemt, dan kan men eveneens met het model werken, mits men ervoor zorgt dat in de trog dergelijke gebieden aanwezig zijn waarvoor γ de waarden γ_1, γ_2 enz. aanneemt; uit de overgangsvoorwaarden (13) en (17) volgt dat men $\varepsilon_1 = \gamma_1$, $\varepsilon_2 = \gamma_2$ enz. moet maken. Is het alleen om potentiaalverhoudingen te doen, dan is voldoende dat $\varepsilon_1 : \gamma_1 = \varepsilon_2 : \gamma_2$ enz.

In het geval van een stationaire warmtestroming geldt de relatie:

$$\frac{\partial}{\partial x} q_x + \frac{\partial}{\partial y} q_y + \frac{\partial}{\partial z} q_z = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

welke uitdrukt dat nergens een opeenhoping van warmte plaatsvindt. Is λ onafhankelijk van x, y en z, dan mag men (18) volgens (3) vervangen door:

$$\frac{\partial}{\partial x} \tau_x + \frac{\partial}{\partial y} \tau_y + \frac{\partial}{\partial z} \tau_z = 0, \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

of

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Is λ een functie van x, y en z, dan is de overgang van (18) naar (19) niet geoorloofd. Aan een grensvlak van twee media, waar λ springt van de constante waarde λ_1 naar de constante waarde λ_2, geldt voor de normale component:

$$(q_n)_1 = (q_n)_2, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

of

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial n}\right)_1 = \lambda_2 \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial n}\right)_2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Omdat langs het grensvlak de temperatuur aan weerszijden dezelfde moet zijn, geldt voor de tangentiële component:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t}\right)_1 = \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t}\right)_2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Uit verg. (20) en (11) blijkt de analogie tussen het geval van de stationaire warmtestroming en de elektrische stroom in een homogeen geleidend medium. De spanning u komt overeen met het temperatuurverschil ϑ. Bij aanwezigheid van verscheidene homogene media met verschillende λ-waarden moet men, opdat het model een afbeelding zij van het origineel, blijkens verg. (22) en (17) ervoor zorgen dat

$$\lambda_1 : \gamma_1 = \lambda_2 : \gamma_2 \text{ enz.}$$

Opgemerkt moet nog worden dat in het elektrische geval γ onafhankelijk is van u (wet van Ohm), terwijl in het algemeen λ wel een weinig afhangt van T, dus van ϑ. Met deze afhankelijkheid wordt in het model geen rekening gehouden.

Samenvatting. Gewezen wordt op de analogie die bestaat tussen het elektrische potentiaalveld in een elektrolyt en het elektrostatische veld in een diëlektricum. Een soortgelijke analogie bestaat tussen dit potentiaalveld en het temperatuurveld in een geleider waarin een stationaire warmtestroom vloeit. Besproken wordt hoe men voor een gegeven warmtegeleidingsprobleem een elektrisch model (elektrolytische trog) kan realiseren. Hieruit zijn de gewenste gegevens (temperatuurverloop in de geleider, warmteweerstand) af te leiden. Rekening moet worden gehouden met eventuele temperatuursprongen, b.v. tussen een gekoelde metalen wand en de koelvloeistof. De methode wordt toegepast op de studie van het thermische gedrag van een koperen röntgenanode met wolfraampastille, welke door middel van olie wordt gekoeld. In een aanhangsel wordt de aan het model ten grondslag liggende analogie aan de hand van de desbetreffende differentiaalvergelijkingen nader toegelicht.

Rectificatie. In het artikel „Het frequentiemodulatiegedeelte van moderne omroepontvangers" (Philips techn. T. **17**, 1955, no. 12) leze men op blz. 383, linker kolom, regel 5 van boven, in plaats van „zelfs bij een zo goed mogelijk ontstoorde motor": „bij een niet ontstoorde motor".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE TRANSISTOR BIJ GROTE STROOMDICHTHEDEN

door F. H. STIELTJES en L. J. TUMMERS.

537.311.33:621.375.4

De stroomversterkingsfactor van een transistor, welke belangrijk is voor de bereikbare versterking, blijkt afhankelijk te zijn van de stroomdichtheid: altijd neemt de stroomversterkingsfactor af als men de stroomdichtheid ver genoeg opvoert. Door de in een vorig artikel gegeven theorie van de transistor uit te breiden tot gevallen waarin niet overal de minderheidsconcentraties klein zijn ten opzichte van de meerderheidsconcentraties, kan men dit verschijnsel begrijpen en middelen aangeven om het gunstig te beïnvloeden.

Volgens de eenvoudige theorie van de lagentransistor, zoals deze is uiteengezet in een vorig artikel[1]) in dit tijdschrift (verder te citeren als I), hangt de stroomversterkingsfactor α van een transistor niet af van de aangelegde emissorspanning V_e (*fig. 1*). Deze spanning komt namelijk niet voor in de aldaar voor α afgeleide benaderende formule (I, 13),

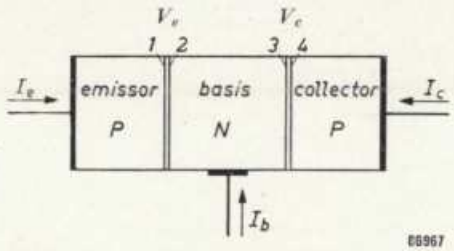


Fig. 1. Schema van een *P-N-P*-transistor. I_e, I_c en I_b zijn resp. de emissor-, de collector- en de basisstroom, V_e en V_c zijn resp. de spanningen over de emissor en over de collector. *1*, *2*, *3* en *4* markeren de grensvlakken van de *P-N*- en van de *N-P*-overgang.

en ook niet in de betere formule die men krijgt door vermenigvuldiging der formules (I, 19) en (I, 20). In de praktijk echter blijkt dat als men de stroom opvoert — waartoe men natuurlijk de emissorspanning dient te verhogen —, α meestal aanvankelijk toeneemt om vervolgens tot aanzienlijk beneden de oorspronkelijke, bij geringe stroomdichtheden geldende, waarde te dalen (zie *fig. 2*, waar $1-\alpha$ is uitgezet, welke grootheid natuurlijk het omgekeerde verloop te zien geeft). De oorzaak van het falen der eenvoudige theorie is, dat één der hieraan ten grondslag liggende onderstellingen niet meer houdbaar is wanneer de stroomdichtheid wordt opgevoerd. Zoals wij zullen laten zien, zal dan namelijk de minderheidsconcentratie in de basis niet meer overal klein zijn ten opzichte van de meerderheidsconcentratie op dezelfde plaats. Dit heeft twee belangrijke consequenties: ten eerste zal de minderheidsstroom in de basis geen zuivere diffusiestroom meer zijn, maar krijgt ook het elektrische veld een merkbare invloed, en ten tweede zal de in I gebruikte uitdrukking voor de minderheidsconcentratie (I, 1) in de grensvlakken van een *P-N*-overgang niet meer geldig zijn. Deze twee punten, waarop het eerst door Webster en door Rittner de aandacht is gevestigd[2]), zullen wij nu eerst nader bespreken. Vervolgens behandelen wij de door deze auteurs gegeven verklaring van het in fig. 2 getekende gedrag van $1-\alpha$. Uit deze theoretische verklaring leiden wij af dat men de stroomdichtheid waarbij het afnemen van α hinderlijk begint te worden, groot kan maken door in het emissormateriaal veel acceptoratomen op te nemen. In het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven zijn goede resultaten bereikt door aan het indium dat voor de emissor van een *P-N-P*-legeringstransistor gebruikt wordt, wat gallium toe te voegen.

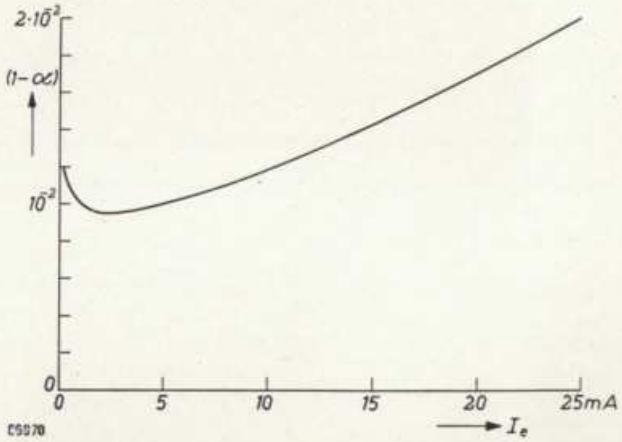


Fig. 2. Van de totale emissorstroom I_e bereikt slechts een fractie α de collector. $1-\alpha$ kunnen we dus opvatten als een verlies. Dit verlies vertoont bij een betrekkelijk kleine stroom een minimum, om vervolgens met aangroeiende I_e voortdurend toe te nemen, zoals blijkt uit de gemeten kromme hierboven gereproduceerd.

[1]) F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Eenvoudige theorie van de lagentransistor, Philips techn. T. **17**, 201-214, 1955 (no. 7-8). Naar dit artikel verwijzen wij ook voor een verklaring van de in de theorie van de transistor gebruikelijke termen als gaten en elektronen, *P*- en *N*-gebieden, *P-N*-overgang, meerderheids- en minderheidsconcentraties, enz.

[2]) W. M. Webster, On the variation of junction-transistor current-amplification factor with emitter current, Proc. I. R. E. **42**, 914-920, 1954; E. S. Rittner, Extension of the theory of the junction transistor, Phys. Rev. **94**, 1161-1171, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het falen van de eenvoudige theorie bij grote stroomdichtheden

Veldinvloed op de minderheidsstroom bij grote stroomdichtheden

We beschouwen de emissorovergang van een *P-N-P*-transistor. Het emissorrendement γ, d.i. de fractie van de emissorstroom die door gaten wordt gedragen, ligt bij een goede transistor dicht bij 1. In de basis bestaat de stroom van emissor naar collector dus vrijwel geheel uit gaten; de elektronenstroom is hier bijna nul. Op iedere plaats in de basis waar de gatenconcentratie (minderheidsconcentratie) zeer klein is ten opzichte van de elektronenconcentratie (meerderheidsconcentratie), dus overal waar [3])

$$p_N/n_N \ll 1, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wordt de gatenstroom vrijwel uitsluitend bepaald door zuivere diffusie. Is de gatenconcentratie zo groot dat niet meer aan (1) voldaan is, dan wordt de gatenstroom mede bepaald door het elektrische veld.

Het bewijs, hetwelk in dit speciale geval (meerderheidsstroom nagenoeg nul) aanzienlijk overzichtelijker is dan het in I (pag. 203 kleine letters) gegeven algemene bewijs, volgt hieronder.

Als bij het algemene bewijs gaan wij ervan uit dat buiten een *P-N*-overgang vrijwel geen ruimtelading kan optreden (neutraliteitsvoorwaarde). Dit betekent dat in iedere doorsnede buiten een *P-N*-overgang de concentratiegradiënten van elektronen en gaten onderling gelijk zijn (*fig. 3*). Er is dus niet alleen een diffusiestroom van gaten, maar ook een van elektronen; de elektronendiffusiestroom is zelfs ca. twee maal zo groot als die der gaten, want voor elektronen is de diffusieconstante ca. twee maal zo groot als voor gaten. Elektrisch gezien, zijn de resulterende diffusiestroomdichtheden van gaten en elektronen, resp. met J_{pd} en J_{nd} aangeduid, tegengesteld gericht, zodat

$$J_{nd} = -2\,J_{pd} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Om de totale elektronenstroom niettemin (bijna) nul te houden, moet er een elektrisch veld optreden dat een veldstroom van elektronen (met stroomdichtheid J_{nF}) te voorschijn roept welke de elektronendiffusiestroom juist compenseert: $J_{nF} = -J_{nd}$. Hiermee vindt men uit (2)

$$J_{nF} = 2\,J_{pd} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

[3]) In dit artikel zullen we, veel meer dan het geval was in I, ook de meerderheidsconcentraties in onze beschouwingen moeten betrekken. We moeten daarom wat de notatie betreft enigszins afwijken van die gebruikt in I. Gaten- en elektronenconcentraties geven we resp. aan met p en n. De index P of N geeft aan of een grootheid op een *P*-, dan wel op een *N*-gebied betrekking heeft. We kunnen dan onmiddellijk zien of we met een minderheids- (p_N en n_P) dan wel met een meerderheidsconcentratie (p_P en n_N) te maken hebben. De corresponderende evenwichtsconcentraties worden gekenmerkt door een extra-index 0. De indices p en n reserveren we om aan te duiden of een grootheid op gaten, dan wel op elektronen slaat, b.v. is J_p de gatenstroomdichtheid en D_n de diffusieconstante voor elektronen.

Is de concentratie der elektronen zeer veel groter dan die der gaten, dan veroorzaakt het veld een stroomdichtheid van gaten J_{pF} die verwaarloosbaar klein is ten opzichte van J_{nF}, en dus volgens (3) ook ten opzichte van J_{pd}; is daarentegen de genoemde voorwaarde niet vervuld, dan is de veldstroom van gaten niet verwaarloosbaar.

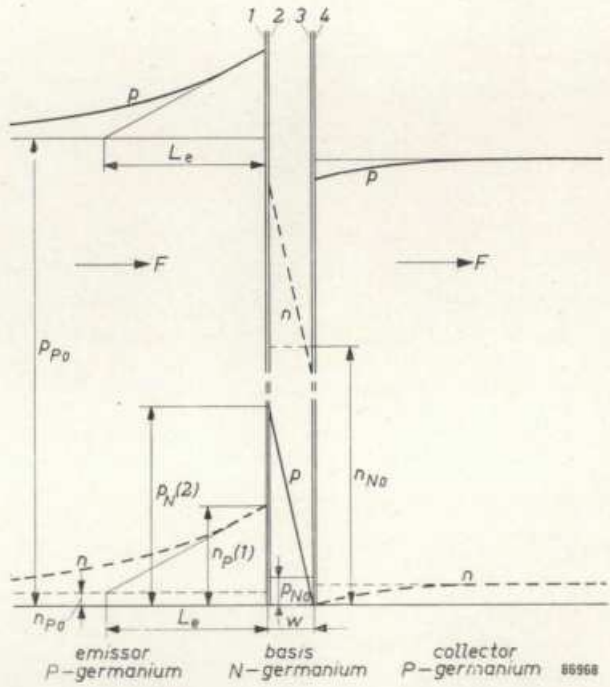


Fig. 3. Gatenconcentraties (getrokken) en elektronenconcentraties (gestippeld) in een *P-N-P*-transistor. *1*, *2*, *3* en *4* grensvlakken van de *P-N*- en de *N-P*-overgang. p_{P0} en n_{P0} evenwichtsconcentraties van gaten en elektronen in de emissor, p_{N0} en n_{N0} idem in de basis. De evenwichtsconcentraties in de collector komen in dit artikel niet ter sprake en hebben geen symbool gekregen. $n_p(1)$ en $p_N(2)$ minderheidsconcentraties in de grensvlakken *1* en *2*; deze worden gefixeerd door de tussen *1* en *2* aangelegde spanning. In de grensvlakken *3* en *4* fixeert de tussen deze vlakken aangelegde spanning in de keerrichting de minderheidsconcentraties op nul. L_e diffusielengte in de emissor, w basisdikte. Het elektrische veld F heeft de richting van de pijltjes.

De elektrische neutraliteit van de basis brengt mee dat het verschil tussen de elektronenconcentratie n_N en de gatenconcentratie p_N in elk punt hetzelfde is, en dus gelijk aan het verschil der evenwichtsconcentraties $n_{N0} - p_{N0}$ (fig. 3). Verwaarlozen we p_{N0} ten opzichte van n_{N0}, dan is dus

$$n_N - p_N = n_{N0}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Als gevolg van (4) is de voorwaarde (1) equivalent met

$$p_N/n_{N0} \ll 1;$$

immers, is aan één dezer voorwaarden voldaan, dan volgt uit (4) dat $n_N \approx n_{N0}$, zodat dan ook aan de andere is voldaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Indien aan deze voorwaarde is voldaan in doorsnede 2, d.w.z. als

$$p_N(2)/n_{N0} \ll 1, \quad \ldots\ldots (5)$$

is er, zoals men ziet in fig. 3, elders in de basis zeker aan voldaan. Nemen wij nu als uitgangspunt dat aan (5) is voldaan, dan is de gatenstroom in de basis een vrijwel zuivere diffusiestroom, en de stroomdichtheid J_p wordt dus gegeven door:

$$J_p = qD_p \frac{p_N(2)}{w}.$$

q is de absolute waarde van de elektronlading, D_p is de diffusieconstante voor gaten, $p_N(2)/w$ de concentratiegradiënt van de gaten. Daar de elektronenstroom verwaarloosbaar is, is J_p gelijk aan de totale stroomdichtheid J. Uit (5) volgt dan dat

$$J \ll qD_p \frac{n_{N0}}{w}. \quad \ldots\ldots (6)$$

Wordt dus de stroomdichtheid zo groot dat niet meer aan (6) is voldaan, dan kan ook niet aan (5) zijn voldaan, dus dan is de minderheidsconcentratie in de basis niet overal klein ten opzichte van de meerderheidsconcentratie.

Dat in de praktijk dit geval zich kan voordoen, blijkt wanneer men in (6) numerieke waarden invult die gelden voor een normale P-N-P-transistor die wij als voorbeeld kiezen. (Daar wij verder in dit artikel nog herhaalde malen van dit voorbeeld gebruik zullen maken, vermelden wij, behalve de gegevens die nu direct nodig zijn, ook nog enige andere die ons later te pas zullen komen.) De evenwichtsconcentraties in de emissor zijn b.v.:

$$p_{P0} \approx 5\cdot10^{18}\ \text{cm}^{-3}, \quad n_{P0} \approx 10^8\ \text{cm}^{-3},$$

en in de basis

$$n_{N0} \approx 5\cdot10^{14}\ \text{cm}^{-3}, \quad p_{N0} \approx 10^{12}\ \text{cm}^{-3}.$$

De basisdikte stellen we

$$w \approx 50\ \mu = 5\cdot10^{-3}\ \text{cm}.$$

De diffusieconstanten van gaten en elektronen zijn resp.

$$D_p = 44\ \text{cm}^2\ \text{sec}^{-1} \quad \text{en} \quad D_n = 88\ \text{cm}^2\ \text{sec}^{-1}.$$

De gemiddelde levensduur van de gaten in de basis, bepaald door recombinatie in het inwendige en aan het oppervlak van de basis, is

$$\tau_b \approx 15\ \mu\text{sec}.$$

De oppervlakte van de emissorovergang is $3\cdot10^{-3}$ cm² (0,3 mm²). Daar $q = 1{,}6\cdot10^{-19}$ coulomb, vinden we uit (6) dat voor deze transistor de veldinvloed op de gatenstroom in de basis slechts verwaarloosbaar is zolang de stroomdichtheid

$$J \ll 0{,}7\ \text{A/cm}^2,$$

d.w.z. zolang de emissorstroom veel kleiner is dan 2 mA. Stromen van enige mA zijn echter geen uitzondering, terwijl bij transistors in eindversterkers nog veel sterkere stromen optreden. In deze gevallen zal de minderheidsstroom in de basis geen zuivere diffusiestroom zijn en zal men dus de veldinvloed in rekening moeten brengen.

Minderheidsconcentraties in de grensvlakken van een P-N-overgang

In het artikel I was het uitgangspunt van de theorie, dat de concentraties van de minderheidsladingsdragers in de grensvlakken *1* en *2* van een P-N-overgang door de aangelegde spanning V worden gefixeerd op resp. (zie I, formule (1)):

$$n_P(1) = n_{P0}\, e^{qV/kT} \quad \text{en} \quad p_N(2) = p_{N0}\, e^{qV/kT}. \quad (7a, b)$$

We voeren voor de overzichtelijkheid in plaats van V een nieuwe variabele Z in, gedefinieerd door:

$$Z = Q\, e^{qV/kT}, \quad \ldots\ldots (8)$$

waarin

$$Q = \frac{p_{N0}}{p_{P0}} = \frac{n_{P0}}{n_{N0}}. \quad \ldots\ldots (9)$$

Q is dus de verhouding van de evenwichtsminderheidsconcentratie aan de ene kant van de P-N-overgang tot de evenwichtsmeerderheidsconcentratie aan de andere kant, en is dus steeds een zeer klein getal. In ons voorbeeld is $Q = 2\cdot10^{-7}$. De gelijkwaardigheid der twee uitdrukkingen voor Q volgt uit de voorwaarde $p_{N0}n_{N0} = p_{P0}n_{P0}$ (het produkt van de evenwichtsconcentraties van meerderheids- en minderheidsladingsdragers is onafhankelijk van het beschouwde gebied). Z is blijkbaar altijd positief; pas als $V = -\infty$, wordt $Z = 0$.

We voeren ook nog in de verhouding B der evenwichtsmeerderheidsconcentraties in P- en N-gebied,

$$B = \frac{p_{P0}}{n_{N0}}. \quad \ldots\ldots (10)$$

Bij een transistor is steeds de evenwichtsmeerderheidsconcentratie in de emissor veel groter dan die in de basis (zie I, pag. 208), zodat B een groot getal is. In ons voorbeeld is $B = 10^4$.

(7a) en (7b) kunnen we nu schrijven in de overzichtelijker vorm:

$$n_P(1) = n_{N0}Z, \quad \ldots\ldots (11a)$$

$$p_N(2) = n_{N0}BZ. \quad \ldots\ldots (11b)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Deze formules behoeven, voor de thans beschouwde uitbreiding van de theorie tot grote stroomdichtheden, een correctie. De vier onbekende concentraties, nl. meerderheids- en minderheidsconcentraties in de twee grensvlakken van een P-N-overgang, worden in het algemene geval vastgelegd door vier vergelijkingen die reeds eerder in dit tijdschrift zijn afgeleid [4]). Oplossing van deze vergelijkingen levert voor de minderheidsconcentraties:

$$n_P(1) = n_{N0} Z \frac{1 + BZ}{1 - Z^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12a)$$

$$p_N(2) = n_{N0} Z \frac{B + Z}{1 - Z^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12b)$$

welke uitdrukkingen voor voldoend kleine waarden van Z overgaan in (11a en b). Men ziet dat $n_P(1)$ en $p_N(2)$ beide oneindig groot zouden worden als $Z = 1$ zou worden.

Volgens (8) is, als $Z = 1$, $V = (kT/q) \ln (1/Q)$. Dit is volgens formule (9) van het in noot [4]) aangehaalde artikel juist het spontane potentiaalverschil (contactspanning) tussen het N- en het P-gebied. Een uitwendige spanning die de contactspanning zou compenseren, zou dus met oneindig grote minderheidsconcentraties, en dus met een oneindig grote stroom gepaard gaan. Het zal duidelijk zijn dat de spanningen die in de praktijk over de P-N-overgang komen te staan, altijd beneden de contactspanning liggen. Bij ons voorbeeld levert de berekening van de contactspanning 0,3 V op (bij kamertemperatuur is $kT/q = 1/40$ V). De spanningen die over het kristal worden aangelegd, kunnen wel groter zijn dan 0,3 V, daar de door het kristal zelf gevormde serieweerstand een aanzienlijk spanningsverlies veroorzaakt.

Altijd is dan ook $Z < 1$. Wij zullen zien dat, zelfs indien de stroomdichtheid zeer groot is, de emissorspanning nog zo klein is dat $Z \ll 1$. De termen Z^2 in de noemers der uitdrukkingen (12a en b) mogen dus verwaarloosd worden. Verder mag men, daar B zo groot is, natuurlijk in de teller van (12b) Z verwaarlozen ten opzichte van B, maar om dezelfde reden is het al spoedig niet meer geoorloofd in (12a) de term BZ te verwaarlozen ten opzichte van 1, zodat

$$n_P(1) = n_{N0} Z (1 + BZ), \quad . \quad . \quad . \quad (13a)$$

$$p_N(2) = n_{N0} BZ. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13b)$$

[4]) J. C. van Vessem, Werking en constructie van germaniumdiodes, Philips techn. T. **16**, 230-241, 1954, de vergelijkingen (12) tot en met (15), waarin men a door q/kt en $-\Delta\varphi$ door V moet vervangen. Strikt genomen moet men in het huidige artikel in (12a en b) de factor n_{N0} vervangen door $n_{N0} - p_{N0}$, terwijl $B = \frac{p_{P0} - n_{P0}}{n_{N0} - p_{N0}}$. Men kan echter p_{N0} en n_{P0} zonder bezwaar verwaarlozen resp. ten opzichte van n_{N0} en p_{P0}.

(13b) is identiek met (11b), maar (13a) gaat slechts over in (11a) indien $BZ \ll 1$, wat volgens (13b) betekent dat $p_N(2) \ll n_{N0}$. Dit is dus weer dezelfde voorwaarde (zie (5)) als die waaronder de minderheidsstroom in de basis als zuivere diffusiestroom mag worden behandeld. Uit (13a en b) volgt dat bij van nul af aangroeiende Z (d.w.z. toenemende spanning in de doorlaatrichting en dus toenemende stroomdichtheid) de verhouding $n_P(1)/p_N(2)$, die in de eenvoudige theorie constant was (nl. $1/B$), toeneemt. Dit heeft, zoals wij straks zullen zien, een afneming van het emissorrendement tot gevolg.

De transistorverliezen als functie van de stroomdichtheid

De stroomversterkingsfactor α is gelijk aan het produkt van het basisrendement β en het emissorrendement γ (zie I, formule (9)). In dit artikel voeren we liever in: het totale transistorverlies $1-\alpha$, het basisverlies $1-\beta$ en het emissorverlies $1-\gamma$. Daar $1-\beta$ en $1-\gamma$, en dus ook $1-\alpha$, in praktische gevallen steeds klein zijn ten opzichte van 1, volgt uit $\alpha = \beta\gamma$ dat

$$1-\alpha = (1-\beta) + (1-\gamma). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

$1-\alpha$ is dus bekend als functie van de stroomdichtheid als we hebben uitgemaakt hoe $1-\beta$ en $1-\gamma$ zich als functie van deze grootheid gedragen. Voordat we dit laatste kunnen doen, moeten we echter wat nader ingaan op de wijze waarop zich de invloed van het elektrische veld op de minderheidsladingsdragers in de basis van een transistor merkbaar maakt.

Schijnbare vergroting van de diffusieconstante van minderheidsladingsdragers door de veldinvloed

Veld en diffusie stuwen de minderheidsladingsdragers in dezelfde richting (fig. 3). Men kan deze veldinvloed dan ook interpreteren als een schijnbare vergroting van de diffusieconstante. Van veel belang is dat de schijnbare diffusieconstante voor zeer grote minderheidsconcentraties nadert tot een limiet, namelijk tot het dubbele van de werkelijke diffusieconstante. Dit kan men als volgt inzien.

De uitdrukkingen voor de gatenstroomdichtheid J_p en voor de elektronenstroomdichtheid J_n, beide geschreven als som van de bijdragen van diffusie en veld, luiden (μ_p en μ_n stellen resp. de bewegelijkheid van gaten en elektronen voor):

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx} + q p \mu_p F \quad . \quad . \quad . \quad (15a)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$J_n = q\,D_n\frac{dn}{dx} + q\,n\mu_n F. \quad . \; . \; (15b)$$

Hiernaast beschikken we nog over de zg. relatie van Einstein, die het, ook voor het gevoel direct aannemelijke, feit uitdrukt dat diffusieconstante D en bewegelijkheid μ voor deeltjes met een elektrische lading van dezelfde absolute grootte, evenredig met elkaar zijn:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (16)$$

Ten slotte weten we uit de (buiten een P-N-overgang geldende) neutraliteitsvoorwaarde dat de concentratiegradiënten van gaten en elektronen gelijk zijn:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{dp}{dx} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (17)$$

Door F te elimineren uit (15a) en (15b), en vervolgens (16) en (17) toe te passen, vinden we voor J_p:

$$J_p = -q\frac{1+\frac{p}{n}}{1-\frac{J_n}{J_p}\frac{\mu_p}{\mu_n}\frac{p}{n}}D_p\frac{dp}{dx} = -q\,D_p'\frac{dp}{dx}. \quad (18)$$

Deze uitdrukking voor J_p heeft geheel de voor een diffusiestroomdichtheid geldende vorm. De invloed van het veld uit zich doordat voor de normale diffusieconstante D_p de schijnbare diffusieconstante D_p' in de plaats is getreden. In een N-gebied, waar we p_N inplaats van p schrijven, vinden we, als we invullen $\mu_p/\mu_n = \frac{1}{2}$ en $n_N = p_N + n_{N0}$ (neutraliteitsvoorwaarde, zie (4)):

$$D_p' = \frac{1+\frac{p_N}{p_N+n_{N0}}}{1-\frac{J_n}{2J_p}\frac{p_N}{p_N+n_{N0}}}D_p. \quad . \; . \; (19a)$$

In de basis van een transistor bestaat de stroom hoofdzakelijk uit gaten, zodat $J_n/J_p \ll 1$. Hier geldt dus:

$$D_p' = \left(1+\frac{p_N}{p_N+n_{N0}}\right)D_p, \quad . \; . \; (19b)$$

wat voor zeer grote waarden van de minderheidsconcentratie p_N nadert tot

$$D_p' = 2\,D_p. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (20)$$

Men ziet in *fig. 4* hoe D_p'/D_p bij aangroeiende waarden van p_N/n_{N0} geleidelijk van 1 tot 2 toeneemt.

De schijnbare toeneming van de diffusieconstante wordt merkbaar bij grote stroomdichtheden, die immers gepaard gaan met grote minderheidsconcentraties in de basis.

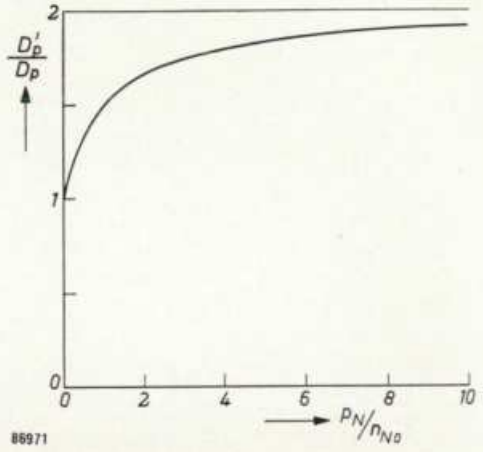


Fig. 4. De verhouding D_p'/D_p van de schijnbare tot de werkelijke diffusieconstante als functie van de verhouding p_N/n_{N0} van de minderheidsconcentratie tot de evenwichtsmeerderheidsconcentratie in de basis van een P-N-P-transistor.

Vermindering van het basisverlies bij grote stroomdichtheden

Door de hulp van het veld die zij in de basis van een P-N-P-transistor ondervinden bij grote stroomdichtheden, worden de gaten sneller door de basis getransporteerd en lopen zij derhalve minder kans door recombinatie verloren te gaan. Het basisverlies zal derhalve verminderen bij toenemende stroomdichtheid. Bij de emissor, dus in doorsnede *2* (fig. 3) is de gatenconcentratie steeds het grootst. Daar begint men dus het eerst te merken dat de schijnbare diffusieconstante D_p' gaat afwijken van de normale waarde D_p, en daar komt ook het eerst D_p' dicht bij zijn limietwaarde $2D_p$. Bij zeer grote (theoretisch pas bij oneindig grote) stroomdichtheid heeft in de gehele basis, d.w.z. tot oneindig dicht bij de collector, D_p' de waarde $2D_p$ bereikt. De gemiddelde verblijftijd van een gat in de basis is dan gehalveerd. Nemen we aan dat de gemiddelde levensduur τ_b van een gat in de basis onafhankelijk is van de stroomdichtheid, dan zal ook de fractie van het per sec in de basis arriverende aantal gaten die door recombinatie verloren gaat, gehalveerd zijn. Het basisverlies nadert bij toenemende stroomdichtheid dus tot de helft van de waarde bij zeer kleine stroomdichtheden. Bij nadere analyse (hier niet gereproduceerd) blijkt dat men met zeer goede benadering het basisverlies kan voorstellen door in de in I afgeleide uitdrukking (zie I, 12) D_p eenvoudig te vervangen door D_p'. Vult men dan nog voor D_p'

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de uitdrukking (19b) in, dan blijkt dat:

$$1-\beta = \frac{w^2}{2\,\tau_b D_p}\,\frac{1+p_N(2)/n_{N0}}{1+2p_N(2)/n_{N0}}. \quad . \quad . \quad (21)$$

In *fig. 5* is o.a. $1-\beta$ uitgezet als functie van $p_N(2)/n_{N0}$, waarbij van de getalwaarden uit ons voorbeeld gebruik is gemaakt.

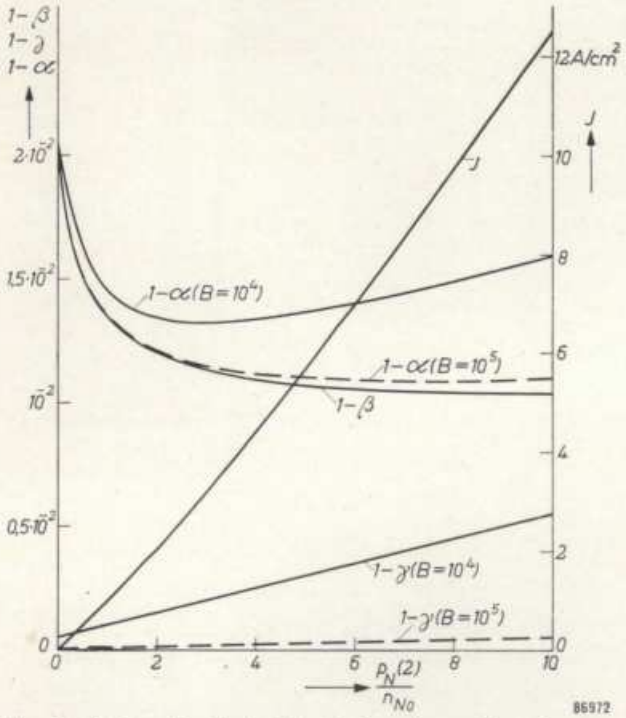


Fig. 5. Basisverlies $1-\beta$ (β = basisrendement), emissorverlies $1-\gamma$ (γ = emissorrendement), totaal verlies $1-\alpha$ (α = stroomversterkingsfactor) en stroomdichtheid J als functie van $p_N(2)$ (minderheidsconcentratie in het grensvlak van de basis aan de emissorzijde). Als eenheid langs de abscis is gekozen n_{N0}, de evenwichtsmeerderheidsconcentratie in de basis. De getrokken krommen gelden voor de in dit artikel als voorbeeld gekozen transistor, waarvoor $B\,(=p_{P0}/n_{N0}) = 10^4$, de gestippelde krommen voor een transistor waarin de evenwichtsconcentraties in basis en emissor zodanig zijn gewijzigd dat $B = 10^5$.

De onderstelling dat τ_b, de gemiddelde levensduur van de gaten in de basis, onafhankelijk is van de stroomdichtheid, d.w.z. onafhankelijk van de concentraties van gaten en elektronen, ook wanneer deze zeer groot worden, ligt niet voor de hand. Daar in zo'n geval ieder gat zeer veel elektronen „ziet", zou men verwachten dat de kans op recombinatie voor ieder gat is toegenomen en dat dus τ_b is afgenomen. In werkelijkheid echter is het recombinatieproces zeer ingewikkeld. Rechtstreekse recombinaties komen slechts zeer zelden voor; regel is dat zij via tussenstappen tot stand komen, waardoor τ_b vrijwel constant kan zijn. De onderstelling van constante τ_b leidt tot goede overeenstemming met de meetresultaten.

In de basis van een *P-N-P*-transistor neemt de gatenconcentratie van emissor naar collector geleidelijk tot nul af, zodat volgens (19b) de (schijnbare) diffusieconstante D_p' geleidelijk afneemt tot D_p. Verwaarlozen we generatie en recombinatie in de basis, dan is J_p hier onafhankelijk van de plaats x, en volgens (18) moet dan dp/dx geleidelijk toenemen van emissor naar collector. Het concentratieverloop der gaten is dus in het algemeen niet meer lineair. De berekeningen van basis- en emissorrendement in I waren echter gebaseerd op de onderstelling van een nagenoeg lineair concentratieverloop. Men kan dit verloop ook bij grote stroomdichtheden berekenen door integratie van (18), nadat hierin voor D_p' de uitdrukking (19b) is ingevuld. De randvoorwaarden zijn, dat bij emissor en collector p resp. de waarden $p_N(2)$ en 0 moet hebben. Men vindt de in *fig. 6* geschetste krommen. Voor zeer kleine, maar ook voor zeer grote waarden van $p_N(2)$ is de afwijking van de lineariteit verwaarloosbaar. In het laatstgenoemde geval is namelijk p tot vlak bij de collector zeer groot en geldt dus in vrijwel de gehele basis voor D_p' de constante waarde $2D_p$. Hier is dan volgens (18) ook dp/dx constant. Pas vlak bij de collector gaat dan de gradiënt aangroeien om bij de collector zelf een factor 2 te zijn toegenomen (kromme *d*). Tussen de extreme gevallen van zeer kleine en oneindig grote waarden van $p_N(2)$ moet dus een maximale afwijking van het lineaire verloop optreden. Dat deze maximale afwijking toch nog gering is, blijkt uit kromme *c*. In ons voorbeeld treedt dit geval op bij een stroom van ca. 8 mA. In de benaderende formules (21) en (22), resp. voor het basis- en voor het emissorverlies, brengt deze geringe afwijking van de lineariteit geen verandering.

Toeneming van het emissorverlies bij grote stroomdichtheden

De totale stroom over de emissorovergang, welke stroom we het liefst geheel door gaten gedragen zouden zien, is steeds voor een gering gedeelte

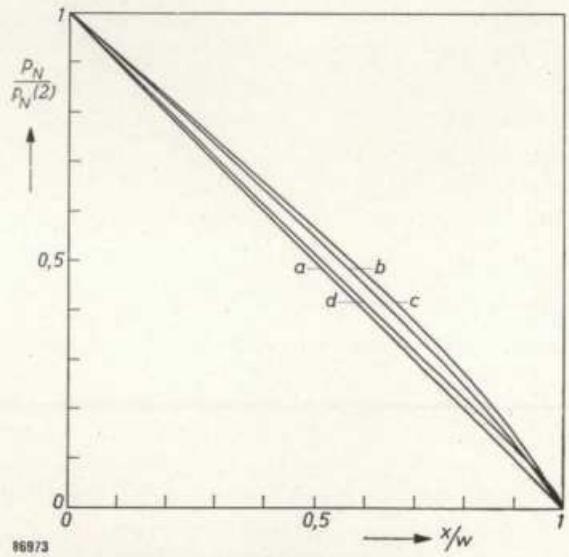


Fig. 6. De gatenconcentratie p_N in de basis van een *P-N-P*-transistor vertoont een verloop dat nooit veel van het lineaire afwijkt. De getekende krommen zijn berekend voor verschillende waarden van $p_N(2)/n_{N0}$. De oorsprong, $x = 0$, valt ter plaatse van doorsnede 2, dus bij de emissor. Teneinde vergelijking van de krommen wat betreft hun lineariteit gemakkelijk te maken, is de verhouding $p_N/p_N(2)$ uitgezet, waardoor de krommen alle in het punt 1 op de ordinaat beginnen. Kromme *a*: $p_N(2)/n_{N0} \ll 1$; kromme *b*: $p_N(2)/n_{N0} \approx 1$; kromme *c*: $p_N(2)/n_{N0} \approx 2$ (grootste afwijking van de lineariteit). Voor nog grotere waarden van $p_N(2)/n_{N0}$ (kromme *d*) nadert de kromme weer tot *a*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

elektronenstroom en voor de rest gatenstroom. De elektronenstroom is, in de emissor, een zuivere diffusiestroom, dus is J_n evenredig met $n_p(1)$ [5]). Was ook de gatenstroom in de basis een zuivere diffusiestroom, dan was J_p evenredig met $p_N(2)$ en dus J_n/J_p evenredig met $n_p(1)/p_N(2)$. Deze verhouding neemt, zoals wij op pag. 23 aantoonden, toe bij aangroeiende J, en dus zou J voor een steeds groter gedeelte uit elektronen gaan bestaan. Een compensatie treedt op doordat, zoals wij eveneens reeds bespraken, het elektrische veld de gatenstroom te hulp komt, waardoor J_p aanvankelijk sneller dan evenredig met $p_N(2)$ toeneemt. Uit de nadere analyse blijkt echter dat deze hulp van het veld onvoldoende is om het ongunstige effect van het toenemen van $n_p(1)/p_N(2)$ te compenseren, zodat toch J_n/J_p monotoon met J aangroeit. Dit gaat gepaard met een vermindering van het emissorrendement γ, en dus met een toeneming van het emissorverlies $1-\gamma$. De analyse toont aan dat de uitdrukking die uit (I, 11) zou volgen voor $1-\gamma$, de correctieterm $(1 + p_N(2)/n_{N0})$ behoeft. In de thans gebruikte notatie wordt:

$$1-\gamma = \frac{D_n}{D_p}\frac{L_e}{w}\frac{1}{B}\left(1+\frac{p_N(2)}{n_{N0}}\right), \quad \ldots (22)$$

waarin B weer door (10) wordt gegeven. L_e stelt de diffusielengte in de emissor voor (fig. 3). In fig. 5 geldt de getrokken kromme voor $1-\gamma$ voor ons voorbeeld [6]).

Ook het totale verlies $1-\alpha$, dat volgens (14) bestaat uit de som van het emissor- en het basisverlies, is in fig. 5 uitgezet als functie van $p_N(2)/n_{N0}$. Bovendien is de stroomdichtheid J $(= J_p)$ in deze figuur opgenomen en we kunnen hieruit dus een grafiek afleiden welke $1-\alpha$ geeft als functie van J. Op deze wijze is *fig. 7* (de getrokken kromme) verkregen. Deze theoretische kromme heeft inderdaad het experimenteel gevonden karakter (fig. 2).

Uit de kromme voor J in fig. 5 ziet men dat J reeds zeer groot is als $p_N(2)/n_{N0}=10$. Uit (13b) volgt dat in dit geval $BZ = 10$, en dus, met $B = 10^4$, dat $Z = 10^{-3}$. De verwaarlozing van Z^2 ten opzichte van 1 en van Z ten opzichte van B, die we hebben ingevoerd bij de afleiding van (13a en b), was dus zeker geoorloofd.

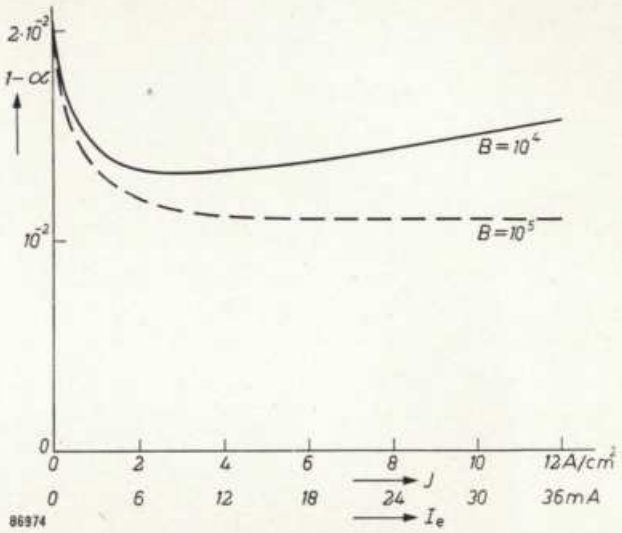


Fig. 7. De verliezen $1-\alpha$ van een transistor als functie van de stroomdichtheid J, afgeleid uit fig. 5, voor twee waarden van B. Langs de abscis is ook de emissorstroom I_e uitgezet, aannemende dat de emissoroppervlakte 0,3 mm² is.

Beïnvloeding van de transistorverliezen

Uit de formules (21) en (22) ziet men op welke wijze de verschillende grootheden invloed hebben op de transistorverliezen. Speciaal van belang is de invloed van de door (10) gedefinieerde factor B. Het basisverlies is blijkbaar onafhankelijk van B, terwijl $1-\gamma$ er omgekeerd evenredig mee is. Vergroot men dus B b.v. een factor 10, dan wordt in fig. 5 de helling van de lijn voor $1-\gamma$ 10 maal zo klein. Pas bij veel groter waarden van $p_N(2)$ gaat dan $1-\alpha$ (gestippelde kromme in fig. 5) merkbaar van $1-\beta$ afwijken. De analyse leert dat voor J geldt:

$$J = q\frac{D_p n_{N0}}{w}\left\{2\frac{p_N(2)}{n_{N0}} - \ln\left(1+\frac{p_N(2)}{n_{N0}}\right)\right\},$$

in welke uitdrukking B niet voorkomt, zodat de kromme voor J in fig. 5 onafhankelijk is van de waarde van B. Als functie van J krijgen dus $1-\gamma$ en $1-\alpha$, dank zij de grotere waarde van B, het veel gunstiger verloop dat in fig. 7 gestippeld is getekend.

Om B $(= p_{P0}/n_{N0})$ groot te maken, kan men p_{P0}, dus de concentratie van gaten in de emissor, trachten te vergroten. Men bereikt dit doel indien men veel als acceptor optredende atomen in het germanium van de emissor opneemt [7]). Als acceptorelement wordt veelal indium gebruikt, welk materiaal bij de fabricage van zg. „legeringstransis-

[5]) Zie I, pag. 204. Strikt genomen is J_n evenredig met $n_p(1) - n_{p0}$, maar in de praktijk is steeds n_{p0} verwaarloosbaar ten opzichte van $n_p(1)$.

[6]) Het concentratieverloop van de elektronen in de emissor, zoals dit in fig. 3 is getekend, komt niet geheel overeen met de werkelijkheid. De dikte d_e van de emissor is namelijk zeer gering (b.v. 20 μ). Bij het contact met de elektrode heersen de evenwichtsconcentraties. Als gevolg hiervan wordt de concentratiegradiënt van de elektronen in doorsnede 1 niet bepaald door L_e, maar door d_e. Daarom hebben wij de numerieke uitwerking in formule (22) voor L_e de waarde 20 μ ingevuld.

[7]) Zie het in noot [4]) aangehaalde artikel, speciaal fig. 2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tors" bepaalde voordelen biedt. Wat de oplosbaarheid in germanium betreft, zou men echter graag een ander acceptorelement, b.v. gallium gebruiken. Met indium kan men namelijk, bij het toegepaste fabricageprocédé, p_{P0} niet groter maken dan ca. $2 \cdot 10^{13} cm^{-3}$; met gallium kan men daarentegen gemakkelijk een factor 10 hoger komen. Gallium heeft echter eigenschappen waardoor het zich niet leent voor rechtstreekse vervanging van indium. In het laboratorium te Eindhoven zijn proeven gedaan waarbij als acceptormateriaal indium werd gebruikt waarin wat gallium was opgelost. Bij de vervaardiging van de emissor is dus ook gallium aanwezig, dat, naast het indium, in het germanium kan oplossen. Hierdoor wordt p_{P0}, en dus de factor B, 10 maal zo groot. De fabricagetechnische voordelen van indium worden aldus gecombineerd met de grote oplosbaarheid van gallium in germanium. Inderdaad zijn langs deze weg gunstige resultaten bereikt, zoals blijkt uit *fig. 8*, waarin $1-\alpha$ is uitgezet als functie van de emissorstroom I_e voor een

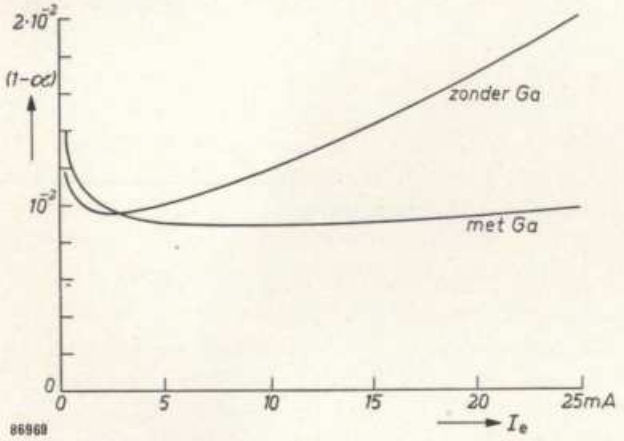


Fig. 8. De transistorverliezen als functie van de emissorstroom voor een transistor waarbij in de emissor behalve indium ook nog gallium was opgelost. Ter vergelijking is ook de kromme uit fig. 2 opgenomen, die geldt voor dezelfde transistor zonder toevoeging van gallium.

experimentele transistor die volgens het beschreven procédé was vervaardigd.

Vergroting van de evenwichtsmeerderheidsconcentratie in de emissor is in de eerste plaats aantrekkelijk bij de vervaardiging van krachttransistors (transistors voor relatief grote vermogens), waar steeds grote stroomdichtheden optreden. Men kan het procédé echter ook met vrucht toepassen voor transistors die niet voor grote stroomdichtheden zijn bestemd. Indien men p_{P0} vergroot, kan men namelijk ook n_{N0} vergroten bij behoud van dezelfde waarde van B en dus van $1-\gamma$ (zie (23)). Dit betekent dat men het soortelijke geleidingsvermogen van het basismateriaal groter kan kiezen. (Het soortelijke geleidingsvermogen is immers groter naarmate de evenwichtsmeerderheidsconcentratie — in een basis van N-materiaal dus n_{N0} — groter is.) Dit is bijv. gunstig voor het beperken van de gevolgen van het zg. Early-effect (besproken in I, pag. 214). Ook kan men er, zoals in een volgend artikel ter sprake zal komen, gebruik van maken bij de constructie van transistors voor hoge frequenties.

Samenvatting. Bij grote stroomdichtheden faalt de eenvoudige theorie van de lagentransistor doordat dan in de basis de minderheidsconcentratie niet meer overal klein is ten opzichte van de meerderheidsconcentratie. Eén gevolg hiervan is dat het basisverlies als functie van de stroomdichtheid vrij snel een factor twee daalt, een ander gevolg dat het emissorverlies geleidelijk toeneemt. Deze toeneming blijft aanhouden lang nadat het basisverlies constant is geworden, waardoor ten slotte de totale verliezen gaan toenemen en de stroomversterkingsfactor gaat afnemen. Naarmate men de evenwichtsconcentratie van meerderheidsladingsdragers in de emissor groter maakt, groeit het emissorverlies langzamer aan, en dus wordt de stroomdichtheid waarbij $1-\alpha$ gaat afnemen, naar grotere waarden verschoven. De bedoelde grotere concentratie kan men bij een P-N-P-legeringstransistor verkrijgen door, in plaats van het gebruikelijke zuivere indium, met gallium gelegeerd indium als acceptormateriaal voor de emissor te gebruiken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

VERLICHTING IN TREINEN EN ANDERE VERKEERSMIDDELEN DOOR MIDDEL VAN „TL" LAMPEN

door L. P. M. ten DAM en D. KOLKMAN.

621.327.534.15:628.977.8:629.1.06

De buisvormige fluorescentielamp is een lichtbron met een hoog rendement en een lange levensduur. Dit zijn dan ook de voornaamste redenen waarom deze lamp zoveel toepassing heeft gevonden voor de verlichting van woningen, winkels, kantoren, straten, enz. Een bijzonder terrein waarop de fluorescentielamp nog niet lang geleden zijn intrede heeft gedaan, is de verlichting in rijdende of kleine varende vervoermiddelen. De accubatterij, die hierin doorgaans als energiebron fungeert, levert uiteraard gelijkstroom en heeft bovendien een vrij lage spanning. Dit heeft, vóór men ook hier fluorescentielampen kon gebruiken, een speciale ontwikkeling van deze lampen en de bijbehorende apparatuur nodig gemaakt.

De elektrische verlichting in verkeersmiddelen zoals treinen, autobussen en kleine schepen heeft als energiebron een accubatterij, die door een dynamo wordt geladen. Daar deze batterij slechts een beperkte hoeveelheid energie kan leveren, was de verlichting in deze verkeersmiddelen, zolang men nog was aangewezen op gloeilampen, vrij pover.

Verbetering hierin werd in principe mogelijk toen omstreeks 15 jaar geleden een nieuwe lichtbron met aanzienlijk hoger rendement op de markt kwam: de buisvormige fluorescentielamp. Deze kon echter niet aanstonds in treinen en andere vervoermiddelen worden toegepast, aangezien de eerste lamptypen uitsluitend waren ontwikkeld voor wisselstroomnetten. Later ontstonden ook gelijkstroomlampen, maar hiervan was de ontsteekspanning hoger dan de in verkeersmiddelen gebruikelijke batterijspanningen. Pas de laatste jaren zijn fluorescentielampen (zoals de „TL"C-lampen) en voorschakelapparaten ontwikkeld voor voeding uit batterijen met een spanning van 72, 100 of 110 V.

Een andere manier, waarop men is aangewezen indien de spanning van de batterij lager is dan 72 V (bij voorbeeld 24 V), is het omzetten van de gelijkstroom in wisselstroom met een spanning van omstreeks 220 V. In dit geval kunnen normale lampen worden gebruikt, doch moeten de voorschakelapparaten, om redenen die straks duidelijk zullen worden, enigszins van de normale afwijken.

„TL"C-lampen met stabiliseerbuis, werkend op gelijkstroom

Accubatterijen zoals ze in verkeersmiddelen worden gebruikt, vertonen aanzienlijke spanningsvariaties; zo kan bij treinverlichtingsbatterijen de spanning, welke nominaal bij voorbeeld 72 of 110 V bedraagt, variëren van 60 tot 105 V, resp. van 80 tot 150 V. Rechtstreeks uit deze batterijen gevoede fluorescentielampen moeten dus zo geconstrueerd zijn dat ze nog betrouwbaar ontsteken bij de laagste batterijspanning, i.c. 60 V resp. 80 V. Hoe dit is bereikt, zullen we aanstonds zien.

Behalve de ontsteekspanning, is ook de brandspanning een van de karakteristieke grootheden van de lamp die men bij het ontwerp binnen bepaalde grenzen in de hand heeft. Uit een oogpunt van rendement is het gunstig de brandspanning zo dicht mogelijk bij de batterijspanning te kiezen; dan is immers het verlies in de stabiliseerweerstand — het voorschakelelement dat bij voeding met gelijkstroom niet mag ontbreken — het kleinst. Nu is de brandspanning van een gasontladingsbuis zoals de „TL" C-lamp nagenoeg onafhankelijk van de stroom, en bij gebruik van een voorschakelweerstand die eveneens niet van de stroom afhangt, kan men gemakkelijk berekenen hoe groot bij allerlei waarden van de batterijspanning de stroom door de lamp is. Deze stroom varieert relatief steeds sterker dan de batterijspanning, en hoe dichter de brandspanning van de lamp bij de batterijspanning ligt, hoe groter de stroomvariaties worden. Voor netten, waarvan de spanningsfluctuaties ten hoogste $\pm$ 10% bedragen, kiest men, om een goede stabiliteit te verkrijgen, de brandspanning ongeveer gelijk aan de helft van de nominale netspanning. Dan is het verlies in de weerstand ongeveer even groot als het verbruik van de lamp zelf. Voor een 72 V-batterij zou in dit geval de lamp een brandspanning van 36 V moeten hebben. Men berekent dan dat een lamp die bij de nominale batterijspanning 15 W verbruikt, bij 60 V nog slechts 10 W en bij 105 V het grote bedrag van 29 W opneemt. De lichtstroom van de lamp is ongeveer evenredig met het verbruik van de lamp en zal dus bijna een factor 3 kunnen variëren. Kiest men, om het verlies in de weerstand te beperken, de brandspanning hoger, bij voorbeeld gelijk aan $\frac{2}{3}$ van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nominale batterijspanning (i.c. 48 V), dan worden de lichtvariaties nog groter; zij kunnen in dit geval een factor 4 belopen.

In de praktijk zijn grote variaties van de lichtstroom zeer onaangenaam. Men moet bij het kiezen van de brandspanning dus een compromis zoeken tussen de wens een hoog rendement te verkrijgen en de wens de lichtvariaties te beperken. Dit compromis wordt gunstig beïnvloed indien men als voorschakelapparaat niet een weerstand van constante waarde neemt, maar een stroomstabiliseerbuis, waarvan de weerstandswaarde automatisch zodanig verandert dat bij fluctuerende spanning de stroom min of meer constant blijft. Een in hoge mate constante stroom wordt verkregen met een ijzer-waterstofweerstand, bestaande uit een ijzerdraad die zich in een met waterstof gevulde ballon bevindt [1]). Een met brandbaar gas gevulde buis wordt echter in openbare verkeersmiddelen veelal niet toelaatbaar geacht. Bovendien is de ijzerdraad slecht tegen schokken bestand.

Aan beide bezwaren is tegemoet gekomen in de stroomstabiliseerbuizen die voor het beoogde doel zijn ontwikkeld. Wordt in plaats van zuivere waterstof een mengsel van waterstof en stikstof genomen, en in plaats van ijzerdraad een gespiraliseerde wolfraamdraad, dan zijn weliswaar de grenzen waartussen de stroom varieert, minder nauw dan men met ijzer-waterstofweerstanden kan verkrijgen, maar het gas is niet brandbaar en de spiraal is sterker. De stabiliserende werking wordt verbeterd en de schokvastheid nog vergroot door de spiraal te wikkelen op een isolerend steunbuisje (*fig. 1*). In *fig. 2* is van één der voor treinverlichting ontworpen stroomstabiliseerbuizen de karakteristiek getekend, die de stroom geeft als functie van de spanning over de buis.

Dank zij het gebruik van stabiliseerbuizen heeft men de brandspanning van de fluorescentielampen iets hoger kunnen kiezen dan de helft van de nominale batterijspanning, terwijl de variaties in lichtstroom beperkt bleven tot een factor die kleiner is dan 2. In *tabel I* zijn de voornaamste gegevens van deze „TL"C-lampen voor 14, 15 en 20 W verenigd.

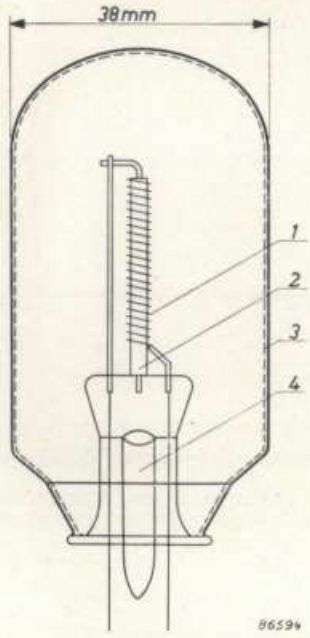


Fig. 1. Doorsnede van een stroomstabiliseerbuis voor „TL" C-lampen. *1* wolfraamspiraal, gewikkeld op een isolerend steunstaafje *2*. *3* glazen ballon. *4* pompstengel. Gasvulling: onbrandbaar mengsel van waterstof en stikstof.

[1]) J. G. W. Mulder, Philips techn. T. **3**, 74-80, 1938.

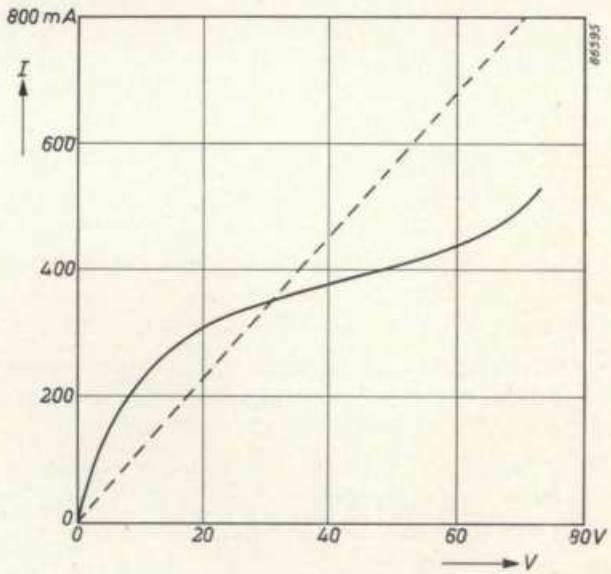


Fig. 2. Getrokken: karakteristiek van één der stroomstabiliseerbuizen voor „TL"C-lampen: stroom *I* als functie van de spanning *V* over de stabiliseerbuis. Ter vergelijking, gestippeld: karakteristiek van een constante weerstand.

Het rendement bedraagt bij 72 V batterijspanning ca. 25 lumen per watt. Met gloeilampen is het niet hoger dan ca. 10 lm/W, waarbij in aanmerking is genomen dat bij gloeilampen, ter voorkoming van overbelasting, een regelaar noodzakelijk is, waarin een zeker verlies optreedt. Behalve het hogere

Tabel I. Enige gegevens van „TL"C-lampen voor treinverlichting.

Vermogen in lamp (nom.) W	Batterij-spanning (nom.) V	Stroom (nom.) mA	Brand-spann. V	Lengte cm	Middel-lijn cm
14	72	370	38	38	3,8
15	72	335	45	47	3,8
20	110	355	56	62	3,8

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rendement heeft de „TL"C-lamp het voordeel dat men zich de investering voor de regelaar kan besparen.

Ontsteking van de „TL"C-lampen

Om ook bij de laagste batterijspanning die kan voorkomen, ontsteking te waarborgen, zijn de „TL" C-lampen voorzien van speciale elektrodes en worden ze gebruikt in de schakeling van *fig. 3*. Bij gedoofde lamp is het contact van de drukknop D_1 geopend en dat van de drukknop D_2 gesloten. Wil

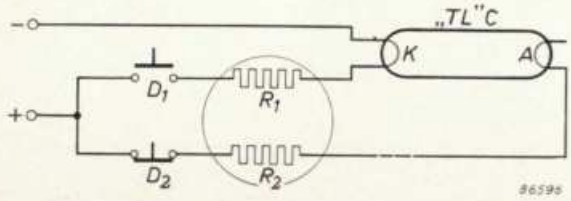


Fig. 3. Schakeling van een „TL"C-lamp, met katode K en anode A. D_1 inschakeldrukknop. D_2 uitschakeldrukknop. R_1 startweerstand. R_2 voorschakelweerstand (stroomstabiliseerbuis). R_1 en R_2 bevinden zich in één ballon.

men licht hebben, dan drukt men op D_1. De batterij levert dan een stroom via D_1, de startweerstand R_1 en de gloeikatode K. Deze laatste bestaat uit een wolfraamspiraal die langer is dan bij een wisselstroomlamp voor even grote stroom. Daardoor komt over de spiraal een dusdanig groot deel van de batterijspanning te staan dat tussen de uiteinden van de katode een boog ontstaat. Om de boogvorming te bevorderen, zijn ter weerszijden van de spiraal metalen plaatjes aangebracht (*fig. 4*), die tevens tot taak hebben het zwart worden van de einden der lamp tegen te gaan. In de boog, die over de katode staat, is het gas zodanig geïoniseerd dat

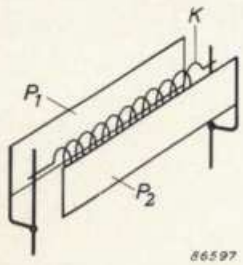


Fig. 4. Aan weerszijden van de katode K van een „TL"C-lamp is een metalen plaatje P_1, P_2 aangebracht. Deze plaatjes bevorderen het ontstaan van een hulpboog over de katode en gaan het zwart worden van de uiteinden der lamp tegen.

nu de hoofdontlading via de stabiliseerbuisweerstand R_2 en de anode A gemakkelijk ontsteekt. (Om de ontsteking bij de vrij lange lamp „TL"C - 20 W — zie tabel I — te vergemakkelijken, zijn bij dit type aan de binnenzijde van het glas twee geleidende strepen aangebracht, die elk met een elektrode zijn verbonden.) Zodra de hoofdontlading tot stand is gekomen, laat men de drukknop D_1 los; de lamp blijft dan branden. Om de lamp te doven, drukt men even op de knop D_2.

De startweerstand R_1 is tezamen met de stabiliseerweerstand R_2 in de stabiliseerbuis ondergebracht. De elektrode A is net zo uitgevoerd als K; de lamp is dus geheel symmetrisch.

Stelt men geen prijs op de mogelijkheid alle lampen in een wagon onafhankelijk van elkaar in en uit te schakelen, dan kan men de eenvoudiger schakeling van *fig. 5* gebruiken, die in het onderschrift is toegelicht. Ook combinaties van beide schakelingen zijn mogelijk, waarbij bepaalde lampen (in de compartimenten) afzonderlijk in en uit te schakelen zijn, en andere (in de gang en de toiletten) alleen groepsgewijs.

Een toepassing van „TL"C-lampen in treinen vindt men geïllustreerd in *fig. 6*.

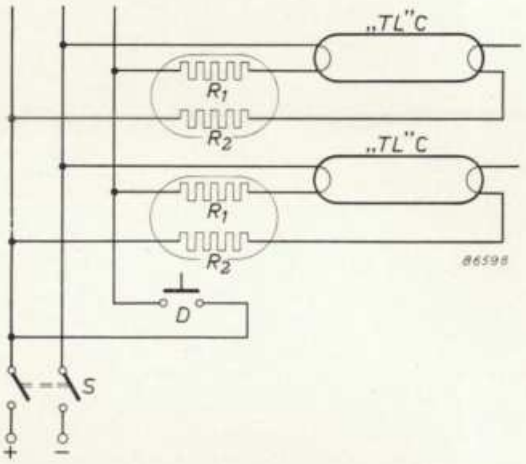


Fig. 5. Schakeling voor het gelijktijdig bedienen van een aantal „TL"C-lampen, elk met een startweerstand R_1 en een voorschakelweerstand R_2. Na inzetten van de schakelaar S en drukken op de knop D gaan alle lampen aan (D kan eventueel een tijdrelais zijn, dat enige tijd nadat het werd ingezet, automatisch uitschakelt; de lampen blijven dan branden). Om de lampen te doven, zet men S uit.

Wisselstroomlampen, gevoed via een gelijkstroom--wisselstroomomzetter

Op vele spoorwegen treft men batterijen van nominaal 24 V aan, en in autobussen maakt men voor de verlichting gebruik van de startbatterij, die in de regel ook deze spanning geeft. Het is niet mogelijk fluorescentielampen met een goed rendement voor deze zeer lage spanning te construeren. Daardoor is men hier dus aangewezen op de tweede oplossing die boven al werd genoemd: men zet de gelijkstroom om in wisselstroom en transformeert de wisselspanning omhoog tot een waarde van ongeveer 220 V, waarop normale wisselstroom' .mpen kunnen branden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 6. Een restauratierijtuig van de Compagnie Internationale des Wagons-Lits, verlicht met „TL"C-lampen van 15 W.

De centrifugaalomzetter

Voor het omzetten van gelijkstroom in wisselstroom zijn verschillende methodes bekend. De het meest voor de hand liggende (een motor en een generator, of een eenankeromzetter) hebben het nadeel van een laag rendement, dat één van de voordelen van fluorescentieverlichting grotendeels zou doen verloren gaan. Wegens het hoge rendement is aantrekkelijk de trilleromzetter — algemeen gebruikelijk voor autoradio's —, maar deze is niet geschikt voor de vermogens die hier nodig zijn (in de orde van 0,1 tot 1 kVA). Elektrisch geheel analoog, maar wèl voor de genoemde vermogens uitvoerbaar, is de centrifugaalomzetter (*fig.* 7)[2]).

[2]) H. Böhm, Turbowechselrichter mit Quecksilberstrahl für die Stromversorgung von Zugbeleuchtungsanlagen mit Leuchtstofflampen, AEG-Mitt. **42**, 255-259, 1952.
H. Böhm, Stromrichter mit umlaufendem Quecksilberstrahl, ETZ **A 74**, 478-480, 1953.
Een ander, ook voor het beoogde doel bruikbaar, type gelijkstroom-wisselstroomomzetter is beschreven in: K. Schmidt, Spezial-Umformer für Leuchtröhren in Fahrzeugen, Elektro-Technik (Würzburg) **37**, 79-81, 1955 (no. 10).

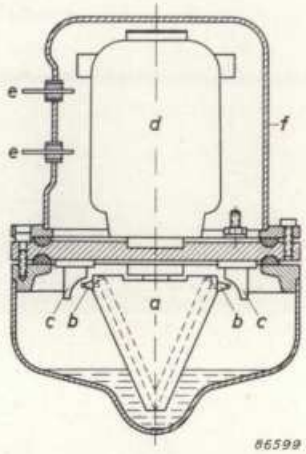
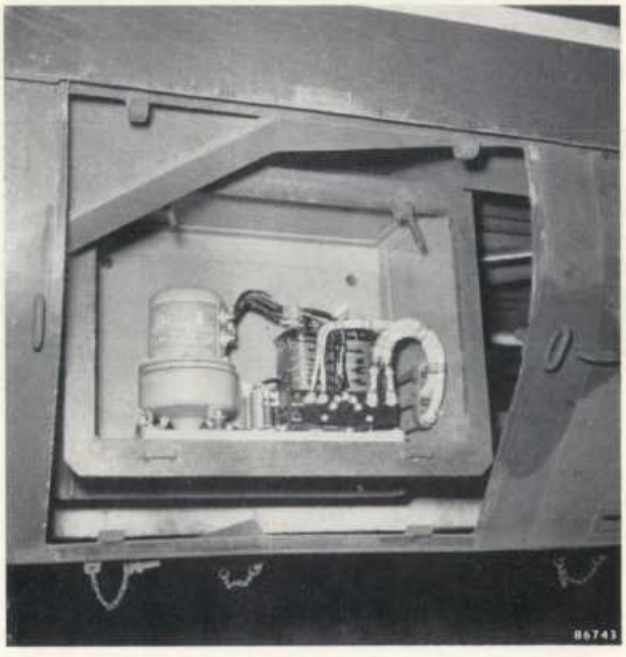


Fig. 7. Centrifugaalomzetter (fabrikaat AEG). *Links:* Doorsnede (ontleend aan het in [2]) genoemde artikel in de ETZ). *a* draaiende kegel. *b* uitmondingen voor de twee kwikstralen (twee, om onbalans te voorkomen). *c* vaststaande elektrodes. *d* aandrijfmotor, met gasdichte stroomtoevoeren *e* door de kap *f*. *Rechts:* Een uitvoering voor 1,5 kVA.



Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Hierin maakt een draaiende kwikstraal beurtelings contact met vaststaande segmenten, zodat hij in de plaats treedt van de trillende contactveer. Het schakelen gebeurt in een afgesloten stalen vat met een reducerend gas onder een druk van meer dan één atmosfeer. Een kleine elektromotor, die de straal aandrijft, bevindt zich in een tweede vat, dat eveneens met reducerend gas is gevuld, maar dat vrij van kwik is. Door deze maatregelen is zeer weinig onderhoud vereist.

De centrifugaalomzetter wordt geleverd voor vermogens van 0,3 tot 3 kVA; in fig. 7*b* is een uitvoering voor 1,5 kVA afgebeeld. Het maximale rendement is ca. 85% bij het kleinste en ca. 90% bij het grootste type. De frequentie van de geleverde wisselspanning is bepaald door het toerental van de aandrijfmotor. Bij voorkeur wordt gekozen de frequentie 64 Hz of 100 Hz (bij de nominale batterijspanning). Die van 64 Hz heeft het volgende voordeel: bij aansluiting op een normaal net van 220 V, 50 Hz, is de lampstroom even groot als bij de vervormde spanning van 250 V, 64 Hz, van de omzetter, zodat men bij het schoonmaken of de revisie van het voertuig in remise of werkplaats de verlichting rechtstreeks op het net kan aansluiten en ze dus niet op de batterij behoeft te laten werken, die voortijdig uitgeput zou kunnen geraken. Voordelen van 100 Hz zijn: het stroboscopische effect is nog zwakker dan bij 64 Hz, en het voorschakelapparaat kan iets kleiner en lichter worden geconstrueerd. Het werken met frequenties die aanzienlijk hoger dan 100 Hz zijn, stuit af op constructieve moeilijkheden in de centrifugaalomzetter.

Voorschakelapparatuur voor installaties met centrifugaalomzetter

De centrifugaalomzetter gedraagt zich aan de wisselstroomzijde in verschillende opzichten anders dan een wisselstroomnet:

a) De geleverde spanning is niet sinusvormig, maar min of meer rechthoekig.
b) De grootte en de frequentie van de wisselspanning variëren met de batterijspanning (en wel in dezelfde richting als deze).
c) De draaiende kwikstraal commuteert spanning en stroom gelijktijdig. Is de belasting zodanig dat, bij voeding uit een net met dezelfde spanningskromme als wordt geleverd door de omzetter, de stroom niet tegelijk met de spanning door nul gaat (arbeidsfactor < 1), dan zal, bij voeding met de omzetter, aan het begin en het eind van iedere halve periode een inschakel- resp. uitschakelverschijnsel optreden, dat verliezen veroorzaakt en dus het rendement verlaagt.

De voorschakelapparatuur moet zodanig zijn dat

1) de lampen bij de laagste batterijspanning (80% van de nominale waarde) nog ontsteken en niet te weinig licht geven, en bij de hoogste batterijspanning niet overbelast zijn;
2) de lampen niet ontsteken voordat de elektrodes warm zijn (anders lijden de elektrodes te veel van iedere keer inschakelen);
3) men een groot deel van de lampen kan uitschakelen zonder dat de andere overbelast worden;
4) de arbeidsfactor ongeveer 1 is bij voeding uit een net met dezelfde spanningskromme als de omzetter.

Wij zullen aanstonds afzonderlijk beschouwen het geval waarin alle lampen tegelijk worden in- en uitgeschakeld, en het geval waarin een deel van de lampen individueel moet kunnen worden bediend. Vooraf behandelen wij het geval dat er maar één lamp is.

Geval van één lamp. Bij „TL" lampen die uit een wisselstroomnet worden gevoed, bestaat het voorschakelapparaat in de regel uit een smoorspoel in serie met de lamp. Bij voeding uit een centrifugaalomzetter stuit het gebruik van deze, overigens aantrekkelijke, schakeling af op de lage waarde van de arbeidsfactor (zie boven, sub c). Verbetering door middel van een condensator over de ingangsklemmen is hier niet mogelijk wegens de aanwezigheid van sterke harmonischen in de wisselspanning die door de omzetter wordt geleverd.

Een schakeling waarmee goede resultaten zijn te verkrijgen, is die van Steinmetz (*fig. 8*), welke nog onlangs in dit tijdschrift is besproken [3]). Gevoed met een sinusvormige wisselspanning, heeft deze schakeling de eigenschap dat de arbeidsfactor 1 is indien de zelfinductie L_1 en de capaciteit C in resonantie met de netfrequentie zijn en tevens L_2 gelijk is aan L_1. Zoals hieronder zal blijken, is het echter in het onderhavige geval wenselijk van de resonantietoestand af te wijken.

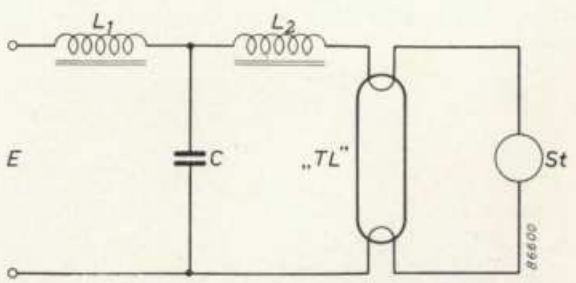


Fig. 8. „TL" lamp (met starter *St*) in de schakeling van Steinmetz. Indien L_1 en C in resonantie zijn met de frequentie van de sinusvormige wisselspanning E, en bovendien $L_2 = L_1$, is de arbeidsfactor gelijk aan 1.

[3]) W. Elenbaas en Th. Hehenkamp, Philips techn. T. **17**, 260, 1955 (no. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Metingen zijn gedaan aan de schakeling van fig. 8, gevoed uit een centrifugaalomzetter waarvan de batterijspanning E_b en het toerental onafhankelijk van elkaar konden worden gevarieerd. Het toerental bepaalt de grondfrequentie f van de wisselspanning.

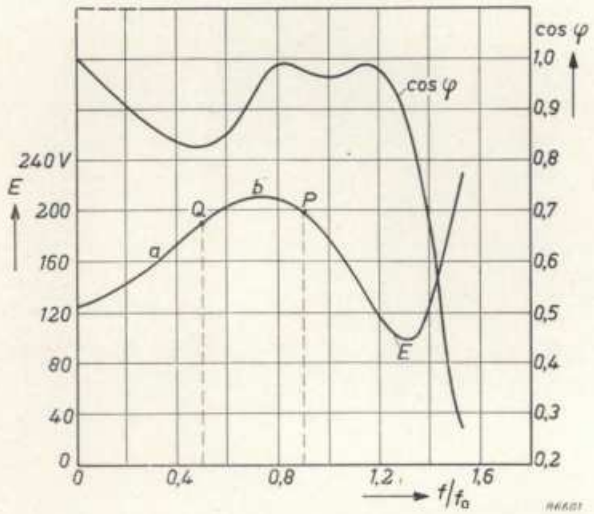


Fig. 9. Gemeten waarden van de wisselspanning E (effectieve waarde) en van de arbeidsfactor cos φ in de schakeling van fig. 8, gevoed uit een centrifugaalomzetter, waarvan het toerental, dat de frequentie f bepaalt, werd gevarieerd (f_0 = resonantiefrequentie van L_1-C). De batterijspanning werd zo geregeld dat de stroom door de lamp constant bleef (420 mA).

Bij ieder toerental werd E_b zo geregeld dat de lampstroom constant bleef. In *fig. 9* zijn als functie van f/f_0, waarin f_0 de resonantiefrequentie $1/(2\pi\sqrt{L_1C})$ is, de gemeten waarden van de wisselspanning E en van de arbeidsfactor cos φ uitgezet.

Met het oog op de gewenste constantheid van de lampstroom is het gunstig het werkpunt te kiezen op het stijgende gedeelte (*a-b*) van de kromme voor E, dus ver bezijden de resonantie ($f/f_0 = 1$); daar immers gaat bij constante lampstroom dalende frequentie samen met afnemende wisselspanning, zoals ook in de praktijk bij afnemende batterijspanning de frequentie en de wisselspanning tegelijk zullen afnemen. Het zou dan dus mogelijk zijn het toerental van de motor zodanig afhankelijk van de batterijspanning te maken dat bij afnemen van deze spanning de lampstroom over een groot gebied nagenoeg constant bleef. We zien echter in fig. 9 dat in het gebied *a-b* de arbeidsfactor vrij klein is. Dit heeft ons ertoe geleid het werkpunt toch rechts van het maximum te leggen, maar nog steeds buiten de resonantie, ongeveer bij P ($f/f_0 = 0{,}9$). De lampstroom is dan weliswaar niet constant, maar blijft toch nog binnen toelaatbare grenzen. Dit is gebleken uit metingen, waarvan de resultaten verderop worden gegeven.

Vele lampen die altijd tegelijk worden in- en uitgeschakeld. Indien alle n lampen altijd gezamenlijk worden in- en uitgeschakeld, kan men volstaan met één gemeenschappelijke smoorspoel met zelfinductie L_1/n en één gemeenschappelijke condensator met capaciteit nC, als L_1 en C de waarden zijn die bij één lamp behoren; iedere lamp heeft nog slechts een eigen smoorspoel L_2 (*fig. 10*). Deze combinatie van schakelelementen levert een aanzienlijke besparing van materiaal op.

Een bezwaar dat zich in sterke mate in het geval van één lamp voordoet (fig. 8), is het volgende. Hoewel L_1 en C niet in resonantie met de frequentie van de omzetter zijn, is de spanning die na het inschakelen over C en dus ook over de nog niet brandende lamp komt te staan, zo hoog dat de lamp onmiddellijk ontsteekt, nog voordat de starter heeft kunnen werken. Dit ontsteken met koude elektrodes heeft een kortere levensduur van de lamp tot gevolg. Heeft men echter een installatie met vele lampen (fig. 10), dan zal bij het inzetten van de schakelaar S nu eens deze, dan weer die lamp het eerst (en met koude elektrodes) ontsteken, maar zodra één of twee lampen branden, is de condensatorspanning al zoveel lager geworden dat de volgende lampen pas met enige vertraging via de starter, dus met voorverwarmde elektrodes, ontsteken. Enige schade wordt hier dus alleen veroorzaakt aan de lamp of de twee lampen die het eerst ontsteken. Het nadeel is dientengevolge in verhouding veel kleiner dan in het geval van één lamp.

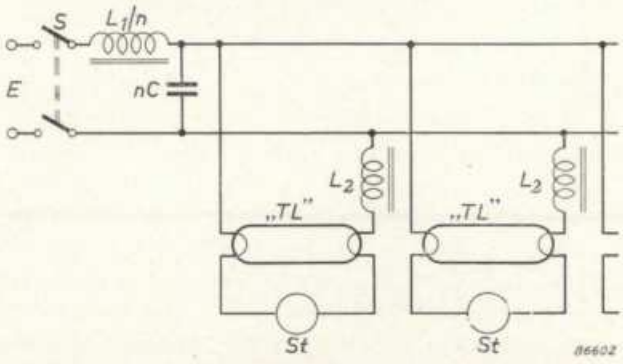


Fig. 10. Schakeling voor het bedienen van n „TL" lampen tegelijk. De gemeenschappelijke smoorspoel heeft de zelfinductie L_1/n, de gemeenschappelijke condensator de capaciteit nC. Elke lamp heeft een eigen smoorspoel L_2 en starter *St*.

Lampen individueel in en uit te schakelen. Wordt verlangd dat althans een deel van de lampen afzonderlijk in en uit te schakelen is (spoorwegcoupés), dan is het volgens het bovenstaande niet wenselijk iedere lamp een eigen voorschakelapparaat volgens fig. 8 te geven, omdat de lampen dan te veel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van het inschakelen zouden lijden. Beter kan men te werk gaan volgens *fig. 11*, waarin iedere lamp een eigen smoorspoel L_2 en een eigen (mee in- en uitgeschakelde) condensator C heeft, en de n lampen

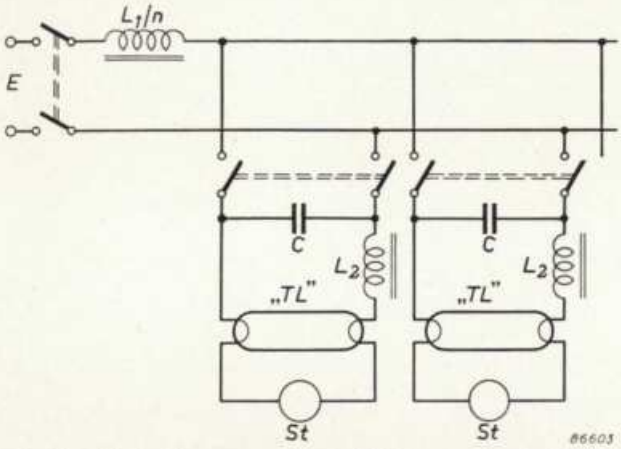


Fig. 11. Schakeling voor afzonderlijk in- en uitschakelbare „TL" lampen. Gemeenschappelijke smoorspoel met zelfinductie L_1/n (als er in totaal n lampen zijn); bij iedere lamp een eigen condensator C, smoorspoel L_2 en starter St.

tezamen een gemeenschappelijke smoorspoel met zelfinductie L_1/n hebben. Zijn alle lampen ingeschakeld, dan is de totale capaciteit dus nC; de waarden L_1 en C zijn weer zo gekozen dat $f/f_0 = 0{,}9$ (fig. 9) en het werkpunt dus bij P ligt. Schakelt men nu de lampen één voor één af, dan wordt de overblijvende capaciteit telkens met het bedrag C verminderd en f_0 derhalve hoger; het werkpunt verplaatst zich dus over de E-kromme in fig. 9 naar links. Dit blijkt goed te gaan tot ongeveer 70% van de belasting is afgeschakeld. Draait men nog meer lampen uit, dan gaat in de lampstroom een sterke vijfde harmonische optreden, die de overblijvende lampen overmatig belast. Er moet dus steeds ten minste 30% van de belasting ingeschakeld blijven, hetgeen in spoorwagens geen bezwaar is, omdat men deze lampen kan gebruiken voor het verlichten van de gang en de toiletten. Brandt alleen deze basisverlichting, dan is de ingeschakelde capaciteit $0{,}3\ nC$, de resonantiefrequentie dus $f_0' = f_0/\sqrt{0{,}3}$ en $f/f_0' \approx 0{,}5$ (punt Q in fig. 9). Dat bij deze waarde van f/f_0' de arbeidsfactor vrij klein is, is nu geen bezwaar, omdat de omzetter tevens zozeer is onderbelast.

Wat betreft het inschakelen van de basisbelasting, geldt hetgeen boven is gezegd over het tegelijk inschakelen van een aantal lampen: alleen de twee lampen die het eerst ontsteken, hebben enigszins te lijden. Brandt de basisbelasting eenmaal, dan komen volgende, individueel ingeschakelde, lampen in werking via de starter, dus met voorverwarmde elektrodes.

Resultaten

In *fig. 12* zijn als functie van de batterijspanning verschillende elektrische en lichttechnische grootheden uitgezet zoals deze werden gemeten aan een installatie met centrifugaalomzetter en „TL" lampen van 40 watt, kleur „warm wit" (kleurtemperatuur 3000 °K). De nominale batterijspanning is 24 V, de minimale 19 V. Het vermogen in de lamp is bij 19 V nog 77,5% van dat bij 24 V; ter vergelijking zij vermeld dat dezelfde lamp in de normale schakeling met voorschakelsmoorspoel en gevoed uit een net met sinusvormige wisselspanning en constante frequentie, bij dezelfde procentuele spanningsverlaging slechts 64 % van het nominale vermogen opneemt.

Betrokken op het vermogen dat uit de batterij wordt opgenomen, bereikt het rendement een waarde van 45 lumen per watt. Met gloeilampen zou het, zoals al werd gezegd, niet meer dan 10 lumen per watt zijn.

Bij 20 °C omgevingstemperatuur en een batterijspanning van 80 % van de nominale waarde ontsteken alle lampen nog betrouwbaar. Bij 0 °C wordt de ontsteking gegarandeerd tot 83 % van de nominale batterijspanning.

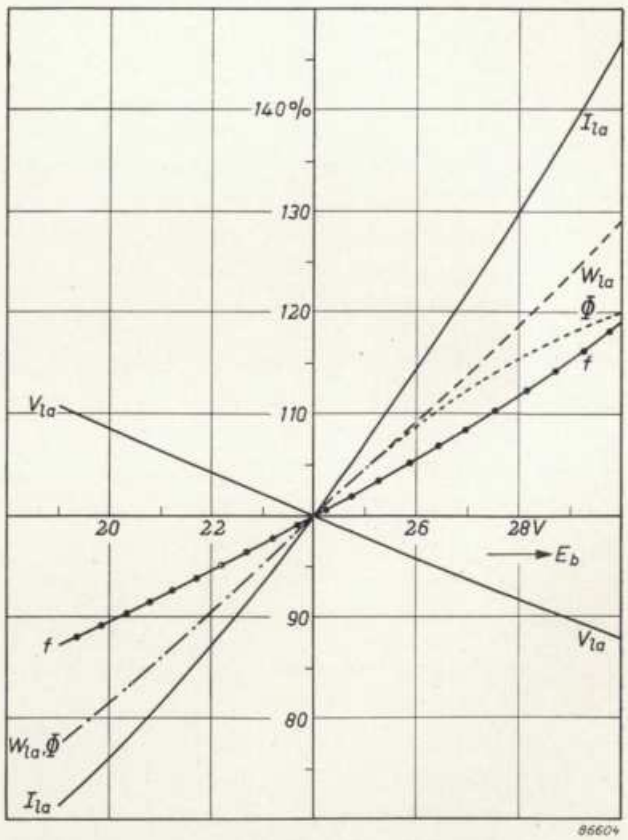


Fig. 12. Grootheden gemeten in een installatie met „TL" lampen van 40 W, gevoed uit een centrifugaalomzetter, als functie van de batterijspanning E_b: de lampstroom I_{la}, de brandspanning V_{la}, het vermogen in een lamp W_{la}, de lichtstroom Φ en de frequentie f.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 13 toont een voorbeeld van het verlichtingssysteem met centrifugaalomzetter.

Starterloze schakeling

Onlangs is in dit tijdschrift (zie het in [3]) aangehaalde artikel) een nieuwe „TL" lamp besproken, de „TL"M-lamp, die in de eveneens behandelde schakeling zonder starter werkt. Ook deze lamp komt voor aansluiting op een centrifugaalomzetter in aanmerking, in de schakeling die in *fig. 14* is afgebeeld en in het onderschrift toegelicht. Het verschil met het normale schema voor de „TL" M-lamp is, dat daarin de smoorspoel L_1 ontbreekt en vervangen is door spreiding van de spoelen van L_2. In ons geval echter is het voor een goede arbeidsfactor nodig de smoorspoel L_1 te behouden. Door deze gemeenschappelijk te nemen voor alle tot de installatie behorende lampen, verkrijgt men bij het individueel inschakelen weer een gunstige levensduur.

Fig. 13. Verlichting in een exprestreinrijtuig van de Nederlandse Spoorwegen, met „TL" lampen 40 W, gevoed uit een centrifugaalomzetter.

Als gevolg van de extraverliezen in de elektrodes en de spoelen is het rendement van een installatie met „TL"M-lampen ca. 15 % lager dan van een installatie met starters, waar echter het voordeel tegenover staat dat men bij „TL"M-lampen geen starters nodig heeft, wat een aanmerkelijke vereenvoudiging betekent.

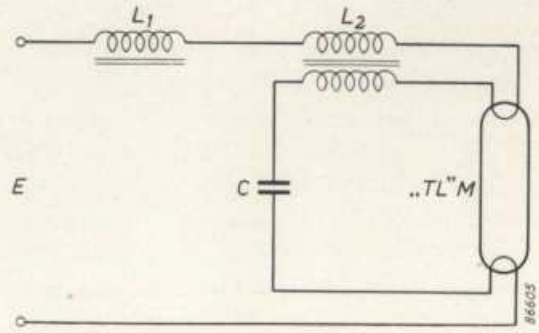


Fig. 14. Schakeling met een „TL"M-lamp, zonder starter. Na het inschakelen loopt er aanvankelijk een stroom door L_1, L_2 (waarvan de spoelen zo zijn geschakeld dat de totale zelfinductie L_2 nul is), de twee gloeidraden en C. Daar L_1 en C in de buurt van resonantie zijn, is deze stroom vrij sterk en worden de gloeidraden dus snel warm. Hebben zij een bepaalde temperatuur bereikt, dan ontsteekt de lamp. Nu zijn de stromen door de twee spoelen van L_2 niet meer met elkaar in faze, zodat er een zekere zelfinductie resulteert; de schakeling is dan overgegaan in die van fig. 8 (zonder de starter).

Samenvatting. De laatste jaren wordt voor de verlichting in treinen, autobussen en op kleine schepen meer en meer gebruik gemaakt van buisvormige fluorescentielampen. Speciale types zijn ontwikkeld („TL"C-lampen) voor voeding uit batterijen van nominaal 72, 100 of 110 V (spoorwegen), met als voorschakelelement een stroomstabiliseerbuis (wolfraamspiraal in een onbrandbaar mengsel van waterstof en stikstof). De brandspanning van de „TL"C-lampen is ruim de helft van de nominale batterijspanning; de stabiliseerbuis beperkt de stroomfluctuaties bij variërende batterijspanning tot een factor 2. De „TL" C-lampen worden gefabriceerd voor vermogens van 14, 15 en 20 W. Bij 72 V batterijspanning is het rendement ca. 25 lumen per watt.

In het geval van 24 V-batterijen (bij voorbeeld de startbatterij van autobussen) wordt de gelijkstroom omgezet in wisselstroom door middel van een centrifugaalomzetter (draaiende kwikstraal) met hoog rendement, en de wisselspanning omhoog getransformeerd tot ca. 220 V, zodat men normale „TL" lampen kan gebruiken. De frequentie is bij voorkeur ca. 64 of 100 Hz; vooral bij deze laatste is stroboscopisch effect zo goed als onmerkbaar. De voorschakelapparaten (verschillend al naar de lampen afzonderlijk in en uit te schakelen moeten zijn, of alleen alle tegelijk) berusten op de schakeling van Steinmetz. Het rendement, betrokken op het door de batterij geleverde vermogen, bereikt 45 lumen per watt. Ook de zonder starter werkende „TL"M-lamp komt voor verlichting in verkeersmiddelen in aanmerking.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2249: H. G. van Bueren en P. Jongenburger: Resistivity changes by plastic deformation of polycrystalline metals (Nature **175**, 544-545, 26 maart 1955).

Uitgegloeide polykristallijne koper- en zilverdraden werden bij zeer lage temperaturen (20 en 77 °K) plastisch vervormd door ze eerst ca. 10% te rekken, ze daarna zover te torderen dat aan het oppervlak de tangens van de hoek van afschuiving 0,1 was, en ze daarna verder te rekken. De toeneming van de soortelijke weerstand, veroorzaakt door de vorming van gaten, interstitiële atomen en randdislocaties, werd gemeten. De waarnemingen, gecombineerd met recente theorieën, voeren tot de conclusie dat in hoofdzaak de gaten en de interstitiële atomen voor de weerstandstoeneming verantwoordelijk zijn.

2250: P. Jongenburger: Extra-resistivity due to interstitial atoms in copper (Nature **175**, 545-546, 26 maart 1955).

Uitbreiding van vroegere berekeningen over de toeneming van de soortelijke weerstand van koper door open plaatsen in het kristalrooster, tot het geval dat interstitiële atomen aanwezig zijn. De verplaatsingen, ondergaan door aangrenzende atomen, zijn zeer groot en reeds een ruwe schatting toont aan dat deze verplaatsingen voor een aanzienlijk deel van de weerstandstoeneming verantwoordelijk zijn. Ook de bijdrage van de interstitiële atomen zelf wordt berekend. Onderstellend dat de twee bijdragen additief zijn, vindt men uit de berekeningen dat de toeneming van de soortelijke weerstand ca. 5 $\mu\Omega$cm per atoomprocent interstitiële atomen zal bedragen.

2251: R. Vermeulen: Validity of hypotheses (Synthese **9**, 385-394, 1955, no. 6).

Wij zijn gewend om, op grond van onze „ervaringen", meer of minder vage verwachtingen te koesteren betreffende de toekomst. In de fysica en de techniek tracht men de ervaringen een exacte vorm te geven door metingen, en poogt men de uitkomsten daarvan te „verklaren" uit onderstelde wetmatigheden. Deze laatste worden dan weer gebruikt bij de vooruitberekening van te verwachten verschijnselen. Het is nu de vraag hoeveel vertrouwen men kan stellen in dergelijke voorspellingen. Aan de hand van een voorbeeld wordt getoond hoe het mogelijk is de waarde van een hypothese te bepalen met behulp van de waarschijnlijkheidstheorie.

2252: D. Kleis: Experimente zur Verbesserung der Raumwirkung von Schall (Elektron. Rundsch. **9**, 64-68, 1955, no. 2).

In deze voordracht werd besproken waarom, zelfs bij stereofonische weergave met „high-fidelity"-apparatuur, muziekreproduktie toch nog onbevredigend kan zijn indien de muziek in een te sterk dempende ruimte ten gehore wordt gebracht. Ook echte muziek zou dan trouwens onbevredigend klinken. Diffuusheid en nagalm van de muziek, die ontstaan door reflecties aan de wanden, hebben namelijk een grote invloed op de geluidskwaliteit. Door kunstmatige wandreflecties („stereonagalm") is het mogelijk gebleken ook in een te sterk dempende ruimte een als natuurlijk ondervonden muziekweergave te bereiken en ook om bij echte muziek de kwaliteit te verbeteren. Het indirecte geluid wordt daarbij weergegeven door luidsprekers rondom de zaal, verbonden met een vertragingsmagnetofoon.

Op grond van experimenten zijn in enige zalen elektro-akoestische installaties volgens dit principe opgesteld, waarmee een aanzienlijke verbetering van de akoestiek is bereikt. Zie ook Philips techn. T. **17**, 223-231, 1955 (no. 7-8).

Verschenen is:

P. A. Neeteson: Vacuum valves in pulse technique (Philips' Technische Bibliotheek, Meulenhoff & Co. N.V., Amsterdam 1955, VIII + 168 blz., 147 figuren).

Dit boek houdt zich bezig met schakelingen waarin elektronenbuizen voorkomen die afwisselend zo goed mogelijk geleiden en in het geheel niet geleiden, buizen dus die fungeren als schakelaars. Deze schakelingen doen dienst in de impulstechniek, die uitgebreide toepassing vindt in de televisie, de impulsmodulatiesystemen, het meten op afstand, elektronische tellers en rekenmachines, enz.

In de eerste zes hoofdstukken worden behandeld: theorie van de inschakelverschijnselen en toepassingen op eenvoudige netwerken, de elektronenbuis als schakelaar, en de beginselen van de operatorenrekening. Het zevende en laatste hoofdstuk, dat meer dan de helft van het boek beslaat, heeft tot titel „The multivibrator family" en gaat achtereenvolgens over de bistabiele, de monostabiele en de astabiele multivibrator.

Behalve in het Engels, is dit boek ook verschenen in het Frans en het Duits. Het doen verschijnen van een Nederlandse uitgave ligt niet in het voornemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!